

# ФИЗИКА КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ И ПРОБЛЕМЫ МАТЕРИАЛОВЕДЕНИЯ

## НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ТЕОРИИ СУХОГО ТРЕНИЯ

**В.М. Юров, Н.Х. Ибраев, С.А. Гученко, Е. Хуанбай**

*Карагандинский государственный университет им. Е.А.Букетова*

*Институт прикладной математики КН МОН РК*

Получено выражение для коэффициента трения и поверхностного натяжения, учитывающее геометрию поверхности и ее физические свойства. Сделан вывод о том, что нельзя использовать в антифрикционных парах трения однородные пары металлов. Показано, что уменьшение коэффициента сухого трения возможно за счет уменьшения поверхностной энергии при использовании пар трения, у которых значительно различается работа выхода электронов.

Интенсивное развитие приборостроения в космонавтике, ракетной технике и в ряде других областях выдвигают задачу обеспечения надёжной работы подвижных узлов исполнительных механизмов приборов в экстремальных условиях (вакуум, высокая температура, интенсивное излучение, высокие контактные нагрузки и т.д.).

Проблема повышения надёжности исполнительных механизмов приборов в таких условиях тесно связана с вопросами триботехники, с исследованиями контактного взаимодействия взаимно перемещающихся твёрдых тел, в результате которого в зоне контакта возникают силы трения.

В настоящей работе мы предлагаем несколько моделей различных сторон сухого трения, которое представляет совокупный эффект, возникающий в результате самых различных физических явлений: упругости, адгезии, вязкости, капиллярных сил, химических особенностей, фононного и электростатического взаимодействий и проч. В зависимости от условий может преобладать то или другое явление.

Микронеровности поверхности (далее – источники разрушения или микроконтакты) будем рассматривать как систему невзаимодействующих частиц, погруженную в термостат. Квантовые переходы, обусловленные взаимодействием источников с термостатом, будут диссипативными (с вероятностью  $P$ ) в отличие от взаимодействия с внешним полем (с вероятностью  $F$ ). Диссипативные процессы приводят к тому, что вторичное поле (отклик системы) всегда меньше первичного.

Будем предполагать, что подсистема источников (контактов) обменивается с термостатом только энергией, тогда соответствующий им ансамбль частиц будет каноническим. В этом случае выражение для статистической энтропии имеет вид:

$$S = -k \sum_i f_i \ln f_i, \quad (1)$$

где  $f_i$  - функция распределения;  $k$  - постоянная Больцмана.

Дифференцируя (1) по времени и преобразуя, получим:

$$\frac{dS}{dt} = \frac{k}{2} \sum_{i,j} (\ln f_i - \ln f_j) (P_{ij} f_i - P_{ji} f_j), \quad (2)$$

где  $P_{ij}$  - вероятность перехода из начального  $i$  (с энергией  $E_i$ ) в возбужденное состояние  $j$  (с энергией  $E_j$ ).

Для диссипативных процессов принцип детального равновесия имеет вид:

$$\frac{g_i P_{ij}}{g_j P_{ji}} = e^{\frac{E_j - E_i}{kT}}, \quad (3)$$

где  $g_i, g_j$  - статистические веса для уровней  $E_i$  и  $E_j$ .

Тогда (2) примет вид:

$$\frac{dS}{dt} = \frac{k}{2} P_{ij} \left( \ln f_i - \ln f_j \right) \left( f_i - \frac{g_i}{g_j} f_j e^{-\frac{E_i - E_j}{kT}} \right), \quad (4)$$

Каноническая функция распределения :

$$f_{ij} = \frac{1}{Z} e^{-E_{ij}/kT}, \quad (5)$$

где статистическая сумма:

$$Z = e^{G/kT}, \quad (6)$$

где  $G$  - потенциал (свободная энергия) Гиббса системы термостат + система источников разрушения (контактов).

Положим, что неконфигурационная часть потенциала Гиббса линейно зависит от концентрации  $N$  контактов:

$$e^{-G/kT} = \sum_N h(N), \quad (7)$$

где  $h(N) = \omega(N) \cdot e^{-G/kT}$ ;  $\omega(N)$  - статистический вес.

После громоздких, но простых вычислений нетрудно показать, что функция  $h(N)$  представляет собой распределение Гаусса около равновесного значения  $\bar{N}$  с малой дисперсией, т.е.:

$$h(N) = h(\bar{N}) e^{-\Delta N^2/\bar{N}}. \quad (8)$$

Подставляя (8) в (7), имеем:

$$e^{-G/kT} = h(\bar{N}) \sum_{\Delta N} e^{-\Delta N^2/\bar{N}}. \quad (9)$$

Для оценки суммы в (9) заменим ее интегралом:

$$\sum_{\Delta N} e^{-\Delta N^2/\bar{N}} = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-x^2/\bar{N}} dx = \sqrt{\pi \bar{N}}.$$

Тогда (9) принимает вид:

$$e^{-G/kT} = h(\bar{N}) (\pi \bar{N})^{1/2}. \quad (10)$$

Воспользовавшись (16) и взяв логарифм от (19), находим:

$$G/kT = -\ln \omega(\bar{N}) + \frac{G(\bar{N})}{kT} + \frac{1}{2} \ln(\pi\bar{N}), \quad (11)$$

где  $G(\bar{N})$  - часть общего потенциала Гиббса, связанная с концентрацией контактов. Из оценки первого логарифмического члена следует:

$$\ln \omega(\bar{N}) = N \ln \left( 1 + \frac{\bar{N}}{N} \right) + \bar{N} \ln \frac{N + \bar{N}}{N}. \quad (12)$$

Аппроксимируя логарифм в первом слагаемом правой части (11) первым членом его разложения в ряд, а второе слагаемое, выражая через потенциал Гиббса системы контактов  $G^f$ , получим:

$$\ln \omega(\bar{N}) = \bar{N} + \bar{N}G^f/kT. \quad (13)$$

Подставляя (13) в (11) и пренебрегая членом  $1/2 \ln(\pi\bar{N})$  по сравнению с  $\bar{N}$ , получаем:

$$G = G(\bar{N}) - \bar{N}G^f - \bar{N}kT. \quad (14)$$

Как и выше, считая, что термодинамический потенциал  $G(\bar{N})$  зависит от равновесного числа контактов  $C^f$  линейным образом, т.е.:

$$G = G^0 + \bar{N}G^f, \quad (15)$$

где  $G^0$  - термодинамический потенциал термостата, находим:

$$G = G^0 - \bar{N}kT. \quad (16)$$

С помощью (8) выражение (6) преобразуется к виду:

$$Z = e^{-G^0/kT} e^{\bar{N}}. \quad (17)$$

Подставляя (16) в (4), находим:

$$\frac{dS}{dt} = \frac{k}{2} \sum_{i,j} P_{ij} e^{G^0/kT} e^{-\bar{N}} e^{-E_i/kT} \left( \frac{E_j - E_i}{kT} \right) \left( 1 - \frac{g_i}{g_j} e^{2\frac{E_i - E_j}{kT}} \right). \quad (18)$$

Пренебрегая малыми членами и заменяя в (18) сумму интегралом получим:

$$P = \frac{2\Delta S}{k\tau} \exp \left\{ -\frac{E_m - G^0/N}{kT} \right\}, \quad (19)$$

где  $\Delta S$  - изменение энтропии в диссипативном процессе;  $E_m$  - среднее значение энергии основного состояния источников;  $\tau$  - время релаксации.

Для функции отклика  $\Phi$  системы на внешнее поле имеем:

$$\Phi = \frac{F}{F + P}, \quad (20)$$

где  $P$  – вероятность диссипативного процесса и определяется (20);  $F$  определяет вероятность перехода в возбужденное состояние за счет первичного внешнего поля, причем  $F = 1/\tau_p$ , где  $\tau_p$  – время жизни возбужденного состояния. С учетом (19) выражение (20) примет вид:

$$\Phi = \frac{1}{1 + \frac{\tau_p}{\tau} \frac{2\Delta S}{k} \exp\left(-\frac{E_m - G^0/N}{kT}\right)}. \quad (21)$$

Обозначая преэкспоненциальный множитель в (21) через  $C$ , получим:

$$\Phi = \frac{1}{1 + C \exp\left(-\frac{E_m - G^0/N}{kT}\right)}. \quad (22)$$

Если в качестве функции отклика  $\Phi$  взять эффективность разрушения микронеровностей  $\eta$ , то после линеаризации (22), получим:

$$\eta = \frac{kT}{C_1} \cdot \frac{A}{G^0} \cdot \bar{N}, \quad (23)$$

где  $A$  – работа (энергия) разрушения,  $T$  – температура,  $G^0$  – потенциал Гиббса массивного образца,  $\bar{N}$  – среднее число элементарных носителей разрушения (пропорциональное числу контактов),  $C_1$  – постоянная.

Из (23) следует прямая пропорциональность от числа элементарных носителей разрушения (что и следовало ожидать), от температуры, механической работы (энергии) разрушения и обратно пропорциональная зависимость от потенциала Гиббса.

Таким образом, чем больше потенциал Гиббса образца, тем большую энергию надо подвести для его разрушения. В случае чистых металлов потенциал Гиббса совпадает с химическим потенциалом.

Поскольку коэффициент трения  $k_{тр}$  пропорционален эффективности разрушения контактов, то вводя коэффициент пропорциональности  $C$  из (23), получим:

$$k_{тр} = C \cdot T \cdot \frac{A}{\mu} \cdot \bar{N}, \quad (24)$$

где  $\mu$  – химический потенциал металла.

В случае сухого трения поверхностное натяжение  $\sigma$  связано с  $k_{тр}$  соотношением:

$$k_{тр} = \int_0^L \sigma dl \approx \sigma L, \quad (25)$$

где  $L$  – длина пройденного пути.

Вводя коэффициент пропорциональности  $C_0$ , для поверхностного натяжения получим формулу, аналогичную (24):

$$\sigma = C_0 \cdot T \cdot \frac{A}{\mu} \cdot \bar{N} \quad (26)$$

Проанализируем теперь полученные нами выражения.

1. Для чистых металлов химический потенциал совпадает с энергией Ферми. В таблице 1 эти значения приведены для некоторых металлов [1].

Таблица 1 - Энергия Ферми некоторых металлов

Металл	Энергия Ферми, эВ	Металл	Энергия Ферми, эВ
Медь	7,00	Цинк	9,39
Серебро	5,48	Алюминий	11,63
Золото	5,51	Свинец	9,37
Магний	7,13	Олово	10,03
Стронций	3,95	Кальций	4,68

Из уравнения (24) следует, что коэффициент сухого трения тем меньше, чем больше химический потенциал (энергия Ферми).

В таблице 2 приведены коэффициенты сухого трения для пар наиболее распространенных материалов [2]. В целом корреляция между таблицами 1 и 2 наблюдается.

Таблица 2 - Коэффициенты сухого трения для однородных пар наиболее распространенных материалов

Комбинации материалов		Коэффициент сухого трения
Алюминий	Алюминий	1.05 - 1.35
Кадмий	Кадмий	0.5
Хром	Хром	0.41
Медь	Медь	1.0
Графит	Графит (в вакууме)	0.5 - 0.8
Железо	Железо	1.0
Магний	Магний	0.6
Никель	Никель	0.7 - 1.1
Платина	Платина	1.2
Серебро	Серебро	1.4
Сталь	Сталь	0.8
Цинк	Цинк	0.6

Если теперь мы приведем в соприкосновение два разнородных металла, то возникнет контактная разность потенциалов [1].

Рассмотрим процессы, происходящие при сближении и контакте двух металлов, с разными работами выхода. Энергетические схемы этих металлов показаны на рис.1.

Пусть  $E_{F1}$  и  $E_{F2}$  – энергия Ферми для первого и второго металла соответственно, а  $W_{01}$  и  $W_{02}$  – их работы выхода. В изолированном состоянии у металлов одинаков уровень вакуума и, следовательно, разные уровни Ферми. Предположим для определенности, что  $W_{01} < W_{02}$ , тогда уровень Ферми первого металла будет выше, чем второго (рис. 1а). При контакте этих металлов против занятых электронных состояний в металле 1 находятся свободные энергетические уровни металла 2. Поэтому при контакте этих проводников возникает результирующий поток электронов из проводника 1 в проводник 2. Это приводит к тому, что первый проводник, теряя электроны, заряжается положительно, а второй проводник, приобретая дополнительный отрицательный заряд, заряжается отрицательно. Вследствие

зарядки все энергетические уровни металла 1 смещаются вниз, а металла 2 – вверх. Процесс смещения уровней и процесс перехода электронов из проводника 1 в проводник 2 будет продолжаться до тех пор, пока уровни Ферми обоих проводников не выровняются (рис. 1б). Как видно из этого рисунка, равновесному состоянию соответствует разность потенциалов между нулевыми уровнями проводников  $\phi_1$  и  $\phi_2$ :

$$V_k = \frac{1}{e}(W_{o_2} - W_{o_1}). \quad (27)$$

В этом случае уравнения (24) и (26) нужно заменить уравнениями:

$$k_{\text{тр}} = C \cdot T \cdot \frac{A}{V_k} \cdot \bar{N}, \quad (28)$$

$$\sigma = C_0 \cdot T \cdot \frac{A}{V_k} \cdot \bar{N}. \quad (29)$$

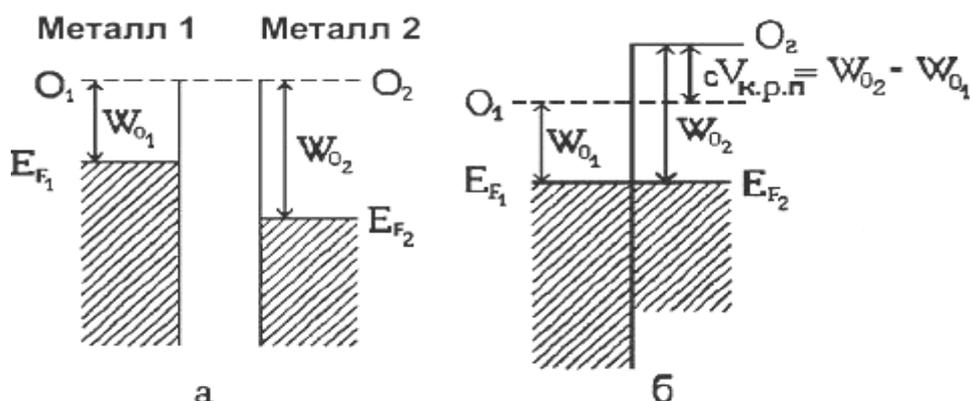


Рис. 1. Возникновение контактной разности потенциалов между двумя металлами (возникновение компоненты статического трения и трения скольжения)

В таблице 3 приведены значения работы выхода электронов из некоторых металлов, которые позволяют сделать качественную оценку компоненты сухого статического трения и трения скольжения. Для антифрикционных пар необходимо (формула (28)), чтобы контактная разность потенциалов  $V_k$  была как можно больше, т.е. материал для антифрикционных пар трения нужно подбирать так, чтобы два разнородных металла различались как можно больше работой выхода электронов. Это особенно важно при нанесении многослойных покрытий – каждый слой покрытия должен иметь соответствующую работу выхода электронов.

Таблица 3 - Работа выхода электронов из некоторых металлов

Металл	W, эВ
Алюминий	4,25
Вольфрам	4,54
Железо	4,31
Медь	4,4
Никель	4,5
Олово	4,39
Платина	5,32
Серебро	4,25
Цинк	4,54

В таблице 4 приведены значения коэффициентов сухого трения для разнородных пар наиболее распространенных материалов [4].

Сравнение таблиц 2 и 4 показывает значительное снижение коэффициента сухого трения в случае разнородных металлов в парах трения.

В случае учета шероховатости поверхности работа выхода на исследуемой поверхности не одинакова. Дело в том, что работа выхода очень чувствительна к особенностям поверхности. Подготовка образца, неоднородное распределение адсорбатов, ориентация кристаллической решетки, наличие на поверхности ступенек, выступов, углублений или дефектов могут влиять на работу выхода, делая ее разной от точки к точке.

Таблица 4 - Коэффициенты сухого трения для разнородных пар наиболее распространенных материалов

Комбинации материалов		Коэффициент сухого трения
Алюминий	Низкоуглеродистая сталь	0.61
Латунь	Сталь	0.35
Кадмий	Хром	0.41
Медь	Низкоуглеродистая сталь	0.53
Никель	Низкоуглеродистая сталь	0.64
Карбид вольфрама	Медь	0.35

Представим себе металлическую поверхность, на которой есть некое пятно адсорбата (рис. 2). Пусть работа выхода адсорбата равна  $\varphi_A$ , а работа выхода рассматриваемого металла –  $\varphi_B$ . Области с отличной от окружающей поверхности работой выхода сопровождаются «компенсирующим» электрическим полем. Оно выходит из пятна адсорбата, которое можно представить в виде дипольного пласта, создающего подобную конфигурацию силовых линий. При этом на образце индуцируется поверхностный заряд. Силы, возникающие между заряженной поверхностью и дипольным пластом на образце, известны как локальные электростатические силы.

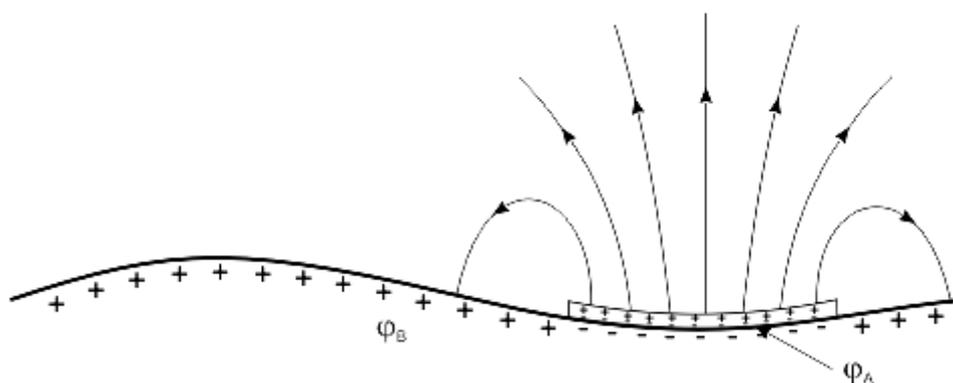


Рис. 2. Пятно адсорбата с работой выхода  $\varphi_A$  на металлической поверхности с работой выхода  $\varphi_B$

Вычислить локальные электростатические силы довольно сложно, во-первых, из-за нетривиальной природы электрического поля, связанного с дипольным пластом, а во-вторых, из-за того, что распределение зарядов изображения, наведенных на соседних телах, сильно зависит от геометрии этих тел.

В случае композиционных материалов уравнения (24) и (26) нужно заменить уравнениями:

$$k_{\text{тр}} = C \cdot T \cdot \frac{A}{\Delta G^0} \cdot \bar{N}, \quad (30)$$

$$\sigma = C_0 \cdot T \cdot \frac{A}{\Delta G^0} \cdot \bar{N}. \quad (31)$$

Здесь  $\Delta G^0$  – энергия Гиббса образования сплава. Формула (30) показывает, что для уменьшения коэффициента трения нужны сплавы с большей энергией Гиббса.

В простейшем случае энергия Гиббса многокомпонентной системы равна:

$$G^0 = \sum_i X_i G_i^0 = X_1 G_1^0 + \dots + X_n G_n^0, \quad (32)$$

где  $X_i$  – мольная доля компонент сплава.

В таблице 5 приведены энергии Гиббса некоторых компонент сплава [1]:

Таблица 5 - Стандартные энергии Гиббса  $\Delta_{ij}G_{298}^0$  фазовых превращений некоторых компонент сплавов

Элемент	Фазовый переход	$\Delta_{ij}G_{298}^0$ , Дж/моль
Fe	О.ц.к. (A2) = Г.ц.к. (A1)	4557,2
Cr	О.ц.к. (A2) = Г.ц.к. (A1)	10647,0
Ni	Г.ц.к. (A1) = О.ц.к. (A2)	4180,5
Ti	Г.п.у. (A3) = О.ц.к. (A2)	5473,1
	Г.п.у. (A3) = Г.ц.к. (A1)	3347,1
Mn	Кубическая (A12) = Г.ц.к. (A1)	1277,6
Si	Алмаз (A4) = Г.ц.к. (A1)	38071,3
	Алмаз (A4) = О.ц.к. (A2)	38527,0
Cu	Г.ц.к. (A1) = О.ц.к. (A2)	4234,6
	Г.ц.к. (A1) = Г.п.у. (A3)	6347,2

Из полученной нами формулы (30) и таблицы 5 следует, что для уменьшения коэффициента сухого трения для сплавов титана (этот материал используется в космической технике) можно добавлять хром, медь, кремний.

Коэффициент сухого трения связан с поверхностным натяжением формулой:

$$k_{\text{тр}} = \int_0^L \sigma dl \approx \sigma L, \quad (33)$$

где  $L$  – длина пройденного пути. Для единичного отрезка пути коэффициент трения совпадает с поверхностным натяжением.

Экспериментальное определение поверхностного натяжения твердых тел затруднено

тем, что их молекулы (атомы) лишены возможности свободно перемещаться. Исключение составляет пластическое течение металлов при температурах, близких к точке плавления [5].

Недавно нами предложено несколько методов определения поверхностного натяжения, что позволяет делать оценку коэффициента сухого трения [6-8].

*Работа выполнена в рамках Программы фундаментальных исследований на 2009-2011гг. МОН РК, грант №2.5.3-1034 ФИ.*

### **Литература**

- 1 Киттель Ч. Введение в физику твердого тела. – М.: Наука, 1978. – 792 с.
- 2 Денисова Н.Е., Шорин В.А., Гонтарь И.Н. и др. Триботехническое материаловедение и триботехнология. – Пенза: ПГУ, 2006. – 236 с.
- 3 Оура К., Лифшиц В.Г., Саранин А.А. и др. Введение в физику поверхности. М.: Наука, 2006. – 490 с.
- 4 Крагельский И.В., Добычин М.Н., Комбалов В.С. Основы расчетов на трение и износ. – М.: Машиностроение, 1977. – 526 с.
- 5 Гохштейн А.Я. Поверхностное натяжение твердых тел и адсорбция. М.: Наука, 1976. 256 с.
- 6 Юров В.М. и др. Способ измерения поверхностного натяжения твердых тел. Патент РК №57691, Опубл. 15.12.2008, Бюл. №12.
- 7 Юров В.М. и др. Способ измерения поверхностного натяжения и плотности поверхностных состояний диэлектриков. Патент РК №58155, Опубл. 15.12.2008, Бюл. №12.
- 8 Юров В.М. и др. Способ измерения поверхностного натяжения магнитных материалов. Патент РК №58158, Опубл. 15.12.2008, Бюл. №12.

## **ҚҰРҒАҚ ҮЙКЕЛІС ТЕОРИЯСЫ БОЙЫНША КЕЙБІР СҰРАҚТАР**

**В.М. Юров, Н.Х. Ибраев, С.А. Гученко**

Беттік геометрияны және оның физикалық қасиеттерін ескеретін беттік керілу мен үйкеліс коэффициенті үшін өрнек алынды. Антифрикциялық жұптарда біртекті жұп металдарды қолдануға болмайтыны туралы қорытынды жасалынды. Электрондардың шығу жұмысы айтарлықтай ерекшеленетін үйкеліс жұптары қолданылған жағдайда беттік энергияның азаюы салдарынан құрғақ үйкеліс коэффициентінің азаюы көрсетілген.

## **SOME QUESTIONS OF THE THEORY OF DRY FRICTION**

**V.M. Jurov, N.H. Ibrayev, S.A. Guchenko**

Expression for factor of friction and the superficial tension, taking into account geometry of a surface and its physical properties is received. The conclusion that it is impossible to use homogeneous pairs metals in antifrictional pairs friction is made. It is shown, that reduction of factor of dry friction is possible due to reduction of superficial energy at use of pairs friction at which work of an output considerably differs.