

05.1; 05.2

© 1990

ДИФфуЗИОННО-АННИГИЛЯЦИОННАЯ МОДЕЛЬ РАСПАДА ПОЗИТРОННЫХ СОСТОЯНИЙ НА СФЕРИЧЕСКИХ ДЕФЕКТАХ В МЕТАЛЛАХ

Е.П. П р о к о п ь е в

Аналитическое решение диффузионно-аннигиляционного уравнения Брандта-Паулина позволило получить выражение для вероятности захвата позитронов сферическими дефектами в металлах в зависимости от температуры.

Дефекты вакансионного типа в металлах являются эффективными центрами захвата позитронов [1, 2]. Например, временные спектры аннигиляции позитронов позволяют при этом определять фундаментальные „эксплуатационные“ параметры металлов: N_V - концентрации и H_V - энтальпии образования вакансий. Анализ позитронных аннигиляционных спектров основан на решении системы диффузионно-аннигиляционных уравнений, предложенных в [3]. Ниже вычислена вероятность P захвата позитронов сферическими дефектами вакансионного типа в металлах в приближении модифицированной теории захвата [4, 5]. Согласно [5],

$$P = \alpha S_{лов} \int_0^{\infty} n(r_0, t) dt / V \int g(t) dt + \frac{V_{лов}}{V}. \quad (1)$$

Здесь $n(r_0, t)$ - плотность вероятности нахождения позитрона на поверхности захвата r_0 в момент времени t , r_0 - эффективный радиус захвата, $r_0 = r_V + \lambda$ (r_V - эффективный радиус вакансии, λ - длина волны свободного термализованного позитрона), $S_{лов}$ - площадь поверхности захвата, V и $V_{лов}$ - объем металла, приходящийся на один дефект, и объем ловушки, $g(t)$ - объемная плотность скорости генерации позитронов.

Функция $n(r_0, t)$ является решением диффузионно-аннигиляционного уравнения Брандта-Паулина [3]

$$\frac{\partial n(r, t)}{\partial t} = D \nabla^2 n(r, t) - \lambda_0 n(r, t) + g(t), \quad (2)$$

где D - коэффициент диффузии позитронов, λ_0 - вероятность аннигиляции в неповрежденной области металла, $n(r, t)$ - плотность вероятности нахождения позитрона в точке r радиального направления в момент времени t .

Граничные условия для уравнения (2) записываются в виде

$$D \frac{\partial n(r, t)}{\partial r} \Big|_{r=r_0} = \alpha n(r_0, t), \quad \frac{\partial n(r, t)}{\partial r} \Big|_R = 0. \quad (3)$$

Здесь R - межловушечный радиус Вигнера-Зейтца.

В [5] показано, что применяя одностороннее преобразование Лапласа к уравнению (2), можно записать выражение для вероятности захвата позитронов сферическими дефектами в виде

$$p = \frac{\alpha S_{лов} N(r_0, 0)}{V G(0)} + \frac{V_{лов}}{V}. \quad (4)$$

Здесь G и N - лапласовские изображения оригиналов $n(r, t)$ и $g(t)$.

Функция $N(r_0, 0)$ определяется из уравнения

$$\frac{d^2 N(r, 0)}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{dN(r, 0)}{dr} - \frac{\lambda_0}{D} N(r, 0) + \frac{G(0)}{D} = 0, \quad (5)$$

дополненного граничными условиями

$$D \frac{dN(r, 0)}{dr} \Big|_{r_0} = \alpha N(r_0, 0), \quad \frac{dN(r, 0)}{dr} \Big|_R = 0. \quad (6)$$

Как и в [5], перейдем к новой переменной

$$\varphi(x, 0) = N(r, 0) - \beta, \quad (7)$$

где $x = kr$, $k = 1/L$, диффузионная длина $L = (D\tau_0)^{1/2}$, $\tau_0 = 1/\lambda_0$ - время жизни позитрона в неповрежденной области металла, $\beta = G(0)/\lambda_0$. После подстановки (7) в (5) получаем уравнение

$$\frac{d^2 \varphi(x, 0)}{dx^2} + \frac{2}{x} \frac{d\varphi(x, 0)}{dx} - \varphi(x, 0) = 0 \quad (8)$$

с граничными условиями

$$kD \frac{d\varphi(x, 0)}{dx} \Big|_{x_0} = \alpha \left[\varphi(x_0, 0) + \frac{G(0)}{\lambda_0} \right], \quad \frac{d\varphi(x, 0)}{dx} \Big|_x = 0. \quad (9)$$

Общее решение уравнения (8) есть

$$\varphi(x, 0) = C_1 \frac{ch x}{x} + C_2 \frac{sh x}{x}. \quad (10)$$

Воспользовавшись для определения коэффициентов C_1 и C_2 граничными условиями (9) с учетом (7), получаем

$$N(r, 0) = \frac{\alpha G(0)/\lambda_0 \cdot x}{KD \left[\frac{k r_0 \text{sh} k r_0 - \text{ch} k r_0}{(k r_0)^2} + \frac{k R \text{sh} k R - \text{ch} k R}{k R \text{ch} k R - \text{sh} k R} \cdot \frac{k r_0 \text{ch} k r_0 - \text{sh} k r_0}{(k r_0)^2} \right] - \frac{x}{1} \cdot \frac{-\alpha \left[\text{ch} k r_0 - \frac{k R \text{sh} k R - \text{ch} k R}{k R \text{ch} k R - \text{sh} k R} \cdot \text{sh} k r_0 \right] \cdot x}{\left(\frac{\text{ch} k r_0}{k r_0} - \frac{\text{sh} k r_0}{k r_0} \cdot \frac{k R \text{sh} k R - \text{ch} k R}{k R \text{ch} k R - \text{sh} k R} \right) + \frac{G(0)}{\lambda_0}} \quad (11)$$

Отсюда, согласно [4], для вероятности захвата позитронов сферическими дефектами получаем следующее выражение:

$$\rho = \frac{\alpha S_{\text{лов}}}{\lambda_0 V} \left\{ 1 + \frac{\frac{\alpha L}{D} \left(\frac{\text{ch} k r_0}{k r_0} - \frac{\text{sh} k r_0}{k r_0} \cdot \frac{k R \text{sh} k R - \text{ch} k R}{k R \text{ch} k R - \text{sh} k R} \right) \cdot x}{\left[\frac{k r_0 \text{sh} k r_0 - \text{ch} k r_0}{(k r_0)^2} + \frac{k R \text{sh} k R - \text{ch} k R}{k R \text{ch} k R - \text{sh} k R} \cdot \frac{k r_0 \text{ch} k r_0 - \text{sh} k r_0}{(k r_0)^2} \right] - \frac{x}{1} \cdot \frac{-\frac{\alpha L}{D} \left[\text{ch} k r_0 - \frac{k R \text{sh} k R - \text{ch} k R}{k R \text{ch} k R - \text{sh} k R} \cdot \text{sh} k r_0 \right]}{\left(\frac{\text{ch} k r_0}{k r_0} - \frac{\text{sh} k r_0}{k r_0} \cdot \frac{k R \text{sh} k R - \text{ch} k R}{k R \text{ch} k R - \text{sh} k R} \right) + \frac{G(0)}{\lambda_0}} \right\} + \frac{(r_0 + \lambda)^3}{R^3} \quad (12)$$

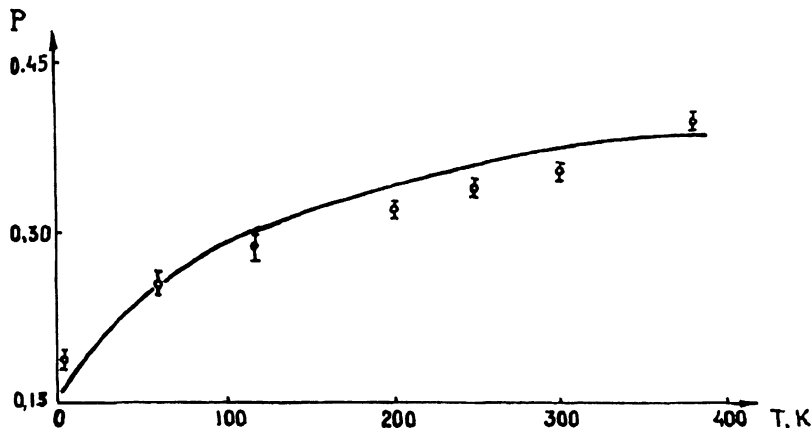
Согласно [4],

$$\nu = \alpha S_{\text{лов}} = 4\pi (r_0 + \lambda)^2 \nu_+ \quad \xi = \nu_0 + \gamma T, \quad (13)$$

где ν_+ — скорость термализованных позитронов, $\lambda = 10 \text{ \AA}$ — длина волны свободного термализованного позитрона, ξ — коэффициент поглощения, для алюминия $\nu_0 = 0.75 \cdot 10^{-5} \text{ см}^3/\text{с}$, $\gamma = 6.8 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$.

На рисунке приведена рассчитанная по формуле (12) зависимость вероятности захвата позитронов от температуры в алюминии, содержащем сферические дефекты — ловушки позитронов. При расчете были использованы следующие значения величин и параметров [4]: $S_{\text{лов}} = 4\pi (r_0 + \lambda)^2$, $r_0 = 250 \text{ \AA}$, $\lambda_0 = 5.9 \text{ нс}^{-1}$, $R = (\frac{3}{4}\pi N_V)^{1/3}$, $N_V = 2 \cdot 10^{-14} \text{ см}^{-3}$, $D = 0.6 \text{ см}^2/\text{с}$, $L = (D\tau_0)^{1/2} = 1.02 \cdot 10^{-5} \text{ см}$, $R^3 = 1.2 \cdot 10^{-15} \text{ см}^3$, $(r_0 + \lambda)^3 = 1.76 \cdot 10^{-17} \text{ см}^3$, $V = \frac{4}{3}\pi R^3$. Точками на рисунке показаны экспериментальные значения вероятности захвата позитронов сферическими дефектами в алюминии, вычисленные из значений интенсивности долгоживущей компоненты I_2 во временных спектрах аннигиляции по данным работы [6]:

$$I_2 = \frac{\tau_2}{\tau_2 + (\rho - 1)\tau_0}, \quad (14)$$



Зависимость вероятности захвата позитронов сферическими дефектами в алюминии, облученном быстрыми нейтронами. Кружки – экспериментальные точки, сплошная линия – теоретический расчет.

где $\tilde{\tau}_2$ – время жизни позитронов, локализованных на сферических дефектах. Оно приведено в табл. 1 работы [4].

Как следует из рисунка, наблюдается удовлетворительное согласие экспериментальных и теоретических значений вероятности ρ захвата позитронов сферическими дефектами в алюминии, облученном быстрыми нейтронами. Следовательно, предложенная теоретическая модель вероятности захвата позитронов сферическими дефектами в металлах пригодна для интерпретации экспериментальных данных по узкой компоненте $I_N = \rho$ в корреляционных кривых процесса двухквантовой аннигиляции.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] B r a n d t W. // Appl. Phys. 1974. V. 5. P. 1-23.
- [2] S e e g e r A. // Appl. Phys. 1974. V. 4. P. 183-199.
- [3] B r a n d t W., P ä u l i n R. // Phys. Rev. B. 1972. V. 5. N 7. P. 2430-2435.
- [4] N i e m i n e n R., L a a k o n e n J., H a u t o j ä r v i P., V e h a n e n A. // Phys. Rev. B. 1979. V. 19. N 3. P. 1397-1402.
- [5] К о з и н А.И., М а к а р о в С.В. // ЖТФ. 1988. Т. 58. № 8. С. 1468-1472.

[6] E w e r s t o w s k i R., R o z e n f e l d B.,
S w i a t k o w s k i W. // Acta Phys. Pol.
1984. V. A66. N 2. P. 139-148.

Научно-исследовательский
институт материаловедения
им. А.Ю. Малинина,
Москва

Поступило в Редакцию
14 мая 1990 г.
В окончательной Редакции
23 августа 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 24

26 декабря 1990 г.

01; 02

© 1990

КЛАССИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ПРИТЯЖЕНИЯ РЕЗОНАНСНО ПОЛЯРИЗУЕМЫХ ЧАСТИЦ В ПОЛЕ СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ

М.Я. А м у с ь я, М.Л. Ш м а т о в

В рамках классической модели проведена оценка сил, возникающих между двумя частицами, например, атомами, в поле световой волны.

В работах [1-3] изучалось светоиндуцированное взаимодействие атомов. В частности, рассматривалась возможность образования связанных состояний; для описания использовались квантовомеханические модели [1-3]. В работе [4] исследовалось возникающее при облучении лазером взаимодействие между находящимися в воде диэлектрическими шариками.

Мы рассматриваем светоиндуцированное взаимодействие резонансно поляризуемых частиц, описывая их как гармонические осцилляторы с затуханием. Размеры частиц и расстояние между ними полагаем малыми по сравнению с длиной волны излучения. Количественные оценки проводятся с использованием характерных параметров атомов [5-6]. В связи с этим, а также для краткости, в дальнейшем мы, подразумевая любые резонансно поляризуемые частицы, используем термин „атомы“.

Для упрощения задачи рассмотрим одномерный случай. Предположим, что атомы, например, находятся в ловушке, позволяющей им двигаться только в направлении x . Электрическое поле световой волны \vec{E} направлено по линии, разделяющей атомы (см. рис. 1):

$$E = E_0 \cos \omega t. \quad (1)$$

Полагаем, что оба атома одинаковы, частота некоторого атомного перехода равна ω_0 . Скорости атомов малы, эффектом Доп-