

с многочастичными взаимодействиями. Введение дополнительного отталкивания сдвигает расчетные кривые в область более высоких относительных энергий и улучшает согласованность с экспериментом. Более крутой ход экспериментальной зависимости E/E_0 от E_0 по сравнению с рассчитанной требует изучения функциональной зависимости потенциала дополнительного отталкивания и уточнения потенциала ион-атомного взаимодействия.

Список литературы

- [1] Базарбаев И. Н., Евстифеев В. В., Крылоз Н. М., Кудряшова Л. Б. // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. Вып. 7. С. 88—91.
- [2] Evstifeev V. V., Ivanov I. V. // Surf. Sci. 1989. Vol. 219. P. L373—L376.
- [3] Ziegler J. F., Biersack J. P., Littmark V. // The Stopping and Range of Ions in Solids. New York: Pergamon Press, 1985. P. 321.
- [4] Hoek P. J., Tenner A. D., Kleyn A. W. // Phys. Rev. 1986. Vol. B34. P. 5030—5042.
- [5] Евстифеев В. В., Иванов И. В. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1990. Т. 54. № 7. С. 1244—1246.
- [6] Парилис Э. С., Тураев Н. Ю., Умаров Ф. Ф., Нижная С. Л. Теория рассеяния атомов средних энергий поверхностью твердого тела. Ташкент, 1987. 210 с.

Научно-исследовательский институт
прикладной физики Ташкентского
университета им. В. И. Ленина

Поступило в Редакцию
13 марта 1991 г.

01; 02
© 1991 г.

Журнал технической физики, т. 61, в. 12, 1991

УЧЕТ КОЛЕБАТЕЛЬНОГО ДВИЖЕНИЯ АТОМОВ МОЛЕКУЛЯРНОГО ИОНА ПРИ РАССЕЯНИИ БЕЗ ДИССОЦИАЦИИ НА МАЛЫЕ УГЛЫ

В. Н. Кирикашвили, О. Б. Фирсов

В настоящее время большое внимание уделяется исследованию процессов, происходящих при бомбардировке твердого тела быстрыми заряженными частицами. Выводы, сделанные при изучении этих процессов, используются для анализа состава и структуры вещества.

В эксперименте [1, 2] обнаружено, что при взаимодействии молекулярных ионов с твердым телом часть молекулярных ионов рассеивается без диссоциации, причем на такие углы, при которых произведение угла рассеяния на энергию иона более чем на два порядка превышает энергию диссоциации (порядка эВ) этого иона.

В [3, 4] проведен теоретический расчет процесса рассеяния ионов без диссоциации. В этих работах учитывается, что вся приобретенная энергия относительного движения атомов иона переходит во вращения.

В работе [3] получена формула вероятности распада молекулярного иона при двукратном рассеянии. Оказалось, что при определенном угле рассеяния вероятность стремится к «бесконечности», т. е. $P=1$, а это в эксперименте не наблюдается. В этой работе этот эффект объясняется, во-первых, тем, что в разложении $\Delta\theta = \theta_1 - \theta_2$ (θ_1 и θ_2 — углы рассеяния первого и второго атомов иона) не учитываются члены высшего порядка, и, во-вторых, тем, что при регистрации ионов существует угловая ширина $\pm 1.5^\circ$.

В работе [4] в разложении $\Delta\theta$ учтены члены второго и третьего порядков и получена формула вероятности распада ионов, в котором присутствуют как квадратичный, так и кубический члены. Вероятность, вычисленная по этой формуле, не обращается в «бесконечность», но по соображениям симметрии в этой формуле должен отсутствовать квадратичный член.

В этой работе будет показано, что квадратичный член присутствует в разложении по ψ (угол между осью иона и направлением движения) скорости колебания атомов иона. Этот член дает возможность избежать «бесконечности» вероятности. Поэтому учет кубического члена представляется лишним.

Нераспад молекулярных ионов происходит в том случае, когда угол ψ мал. Поэтому единичный вектор, направленный по оси иона, можно рассматривать как вектор ψ со следующими составляющими на плоскость, нормальную ее скорости,

$$\begin{aligned}\psi_x &= \sin \psi \cos \varphi \approx \psi \cos \varphi, \\ \psi_y &= \sin \psi \sin \varphi \approx \psi \sin \varphi,\end{aligned}\quad (1)$$

где ψ и φ — полярный и азимутальный углы ориентации оси иона.

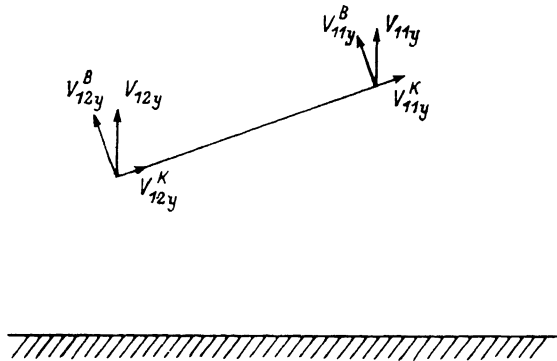


Рис. 1. Схема рассеяния молекулярного иона на атоме поверхности в плоскости YOZ.

Рис. 2. То же, что и на рис. 1, в плоскости XOZ.

На рис. 1 и 2 показано рассеяние иона на атоме поверхности в плоскостях YOZ и XOZ соответственно, y -проекция относительной скорости вращения и колебания равняется соответственно

$$v_{1,2y}^B = RV \frac{\partial \theta(\rho_1, 2)}{\partial \rho_{1,2}} \psi_{1,2y}, \quad (2)$$

$$v_{1,2y}^K = RV \frac{\partial \theta(\rho_1, 2)}{\partial \rho_{1,2}} \psi_{1,2y}^2, \quad (3)$$

а x -проекция

$$v_{1,2x}^B = RV \frac{\theta(\rho_1, 2)}{\rho_{1,2}} \psi_{1,2x}, \quad (4)$$

$$v_{1,2x}^K = RV \frac{\theta(\rho_1, 2)}{\rho_{1,2}} \psi_{1,2x}^2. \quad (5)$$

Индексы 1 и 2 соответствуют рассеянию на первом и втором атомах поверхности; ρ — прицельный параметр; ψ_1 — угол, соответствующий первому столкновению, после которого ион начинает поворачиваться и, долетая до второго атома поверхности, принимает значение ψ_2 , x - и y -проекции которого равняются соответственно

$$\psi_{2x} = \left(1 + l \frac{\theta(\rho_1)}{\rho_1}\right) \psi_{1x}, \quad (6)$$

$$\psi_{2y} = \left(1 + l \frac{\partial \theta(\rho_1)}{\partial \rho_1}\right) \psi_{1y}, \quad (7)$$

где l — расстояние между атомами поверхности.

Энергия относительного движения атомов гомоатомного иона равняется

$$E_{\text{отр}} = \frac{m}{4} (v^B + v^K) = \frac{m}{4} [(v_x^B + v_y^B)^2 + (v_x^K - v_y^K)^2] =$$

$$= \frac{m}{4} [(v_{1x}^B + v_{2x}^B)^2 + (v_{1y}^B + v_{2y}^B)^2 + (v_{1x}^K + v_{2x}^K - v_{1y}^K - v_{2y}^K)^2]. \quad (8)$$

Используя (2)–(5), формулу (8) можно записать так:

$$E_{от} = C_1^2 \psi_x^2 + C_2^2 \psi_y^2 + C_3^2 \psi_z^4, \quad (9)$$

где

$$\begin{aligned} C_1 &= \frac{1}{2} m^{1/2} R V \left[\frac{\theta(\rho_1)}{\rho_1} + \frac{\theta(\rho_2)}{\rho_2} \left(1 + l \frac{\theta(\rho_1)}{\rho_1} \right) \right], \\ C_2 &= \frac{1}{2} m^{1/2} R V \left[\frac{\partial \theta(\rho_1)}{\partial \rho_1} + \frac{\partial \theta(\rho_2)}{\partial \rho_2} \left(1 + l \frac{\partial \theta(\rho_1)}{\partial \rho_1} \right) \right], \\ C_3 &= \frac{1}{2} m^{1/2} R V \left[\frac{\partial^2 \theta(\rho_1)}{\partial \rho_1^2} + \frac{\partial^2 \theta(\rho_2)}{\partial \rho_2^2} \left(1 + l \frac{\partial \theta(\rho_1)}{\partial \rho_1} \right)^2 \right]. \end{aligned} \quad (10)$$

В формуле (9) пренебрегли членами четвертого порядка по сравнению с членами второго порядка, но, поскольку коэффициент C_2 при ψ_y^2 может обратиться в нуль (что и дает «бесконечность»), оставили член четвертого порядка $C_3^2 \psi_z^4$.

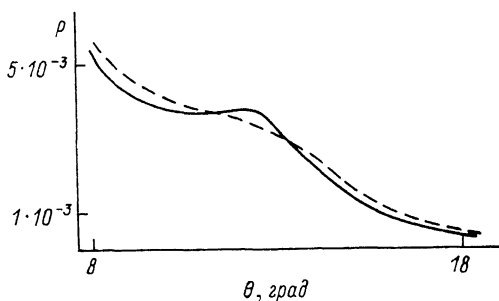


Рис. 3. Вероятность нераспада $N_{\frac{1}{2}}^{\pm}$ при рассеянии на атомах поверхности Cu.

Как известно, условие недиссоциации молекулярного иона

$$E_{от} = C_1^2 \psi_x^2 + C_2^2 \psi_y^2 + C_3^2 \psi_z^4 \leq E_{дис}, \quad (11)$$

а вероятность нераспада

$$P = \frac{\Omega}{2\pi}, \quad (12)$$

где

$$\Omega = 4 \int_0^{\psi_y^0} \frac{1}{C_1} (E_{дис} - C_2^2 \psi_y^2 - C_3^2 \psi_z^4)^{1/2} d\psi_y \quad (13)$$

— телесный угол, в пределах которого не происходит диссоциация.

Приближенно можно написать, что значение этого интеграла

$$\Omega = \pi \cdot \psi_x^0 \cdot \psi_y^0, \quad (14)$$

поскольку в худшем случае, когда $C_2 \rightarrow 0$, ошибка составляет $\approx 10\%$. ψ_x^0 и ψ_y^0 являются решениями уравнения (11) при $\psi_y = 0$ и $\psi_x = 0$ соответственно. (14) — эта формула площади эллипса с полуосями ψ_x^0 и ψ_y^0 .

На рис. 3 сплошной кривой показана вероятность нераспада $N_{\frac{1}{2}}^{\pm}$ при рассеянии на атомах поверхности Cu, вычисленная по формуле (14) при потенциале Томаса—Ферми—Фирсова. Как видно, на графике есть небольшой «горб», который на эксперименте не наблюдается. Штриховой кривой показана эта вероятность, усредненная по $\pm 2^\circ$. В этом случае «горб» практически не наблюдается.

- [1] Молчанов В. А., Сошка В. // ЖТФ. 1965. Т. 35. Вып. 5. С. 963.
 [2] Eckstein W., Verbeek H., Datz S. // Appl. Phys. Lett. 1975. Vol. 27. P. 527—528.
 [3] Balashova L. L., Dodonov A. I., Firsov O. B. et al. // Rad. Eff. 1983. Vol. 77. P. 67—77.
 [4] Битенский П. С., Парилус Э. С. // Поверхность. 1985. № 2. С. 25—37.

Тбилисский университет

Поступило в Редакцию
1 февраля 1991 г.

04

Журнал технической физики, т. 61, в. 12, 1991

© 1991 г.

САМОСТОЯТЕЛЬНЫЙ ОБЪЕМНЫЙ РАЗРЯД В ГЕЛИЙ-КАДМИЕВОЙ СМЕСИ ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ

К. А. Гарусов, Ю. Н. Новоселов, Ю. С. Сурков

Для возбуждения лазеров на парах металлов широко применяются самостоятельные разряды низкого давления [1, 2]. Повышение давления рабочей среды позволяет существенно увеличить энергетические параметры генерируемого излучения (см., например, [3]), а кроме того, реализовать рекомбинационный механизм накачки [4, 5]. В связи с этим представляет интерес изучение объемных разрядов в смесях паров металла с газами высокого давления. В настоящей работе исследуются характеристики самостоятельного разряда в плотной HeCd смеси, в которой при возбуждении электронным пучком осуществлена лазерная генерация на ряде переходов иона кадмия [6]. Целью проводимых исследований являлось определение режимов объемного горения разряда с высоким уровнем энерговыклада и получение соответствующих спектров люминесценции паров кадмия.

Экспериментальная установка

Конструктивное исполнение разрядной камеры поясняется рис. 1, на котором приведены ее разрез и схема электрического питания разряда. Корпус 1 разрядной камеры, выполненный из нержавеющей стали толщиной 1.5 мм, представляет собой цилиндр, заглушенный с торцов охлаждаемыми водой фланцами. На фланцах расположены смотровые окна, штуцера для откачки и напуска газа, высоковольтные разъемы для питания системы предьонизации. Камера в зоне разряда нагревалась с помощью внешнего нагревателя 2 до температуры 300—500 °С, контролируемой термопарой типа ТПП. В корпус камеры врезан отвод 3, на котором размещен проходной изолятор 4. На нем закреплены катододержатель 5, накопительная батарея конденсаторов С и тригатронный разрядник Р. Емкость батареи С изменялась от 3.3 до 4.7 нФ, ее зарядное напряжение $U_0 = 3—12$ кВ. Проходной изолятор охлаждался проточной водой, подаваемой в каналы 6—8. Причем для обеспечения электрической развязки катододержателя от земли при импульсном разряде батареи С подвод воды в канал 6 осуществлялся через свернутый в виде соленоида гибкий диэлектрический шланг. Токоввод, соединяющий охлаждаемый катододержатель 5 и нагреваемый катод 9, изготовлен из двух стальных полос толщиной 1.0 мм.

Давление гелия, напускаемого в холодную камеру, во всех опытах составляло 1 атм. Пары кадмия создавались при испарении расположенных внутри камеры кусочков металла. Для предотвращения попадания паров на проходной изолятор в отводе 3 устанавливались керамические экраны 10.

Разрядный промежуток длиной 1 см образован электродами 9, 11. Исполь-