

ральные взаимодействия между частицами в адсорбированном слое и слабосвязанные предсостояния для данной адсорбционной системы.

Метод поверхностной ионизации² основан на регистрации потоков заряженных частиц при их термически равновесной ионизации на поверхности и позволяет исследовать процессы при очень малых покрытиях и высоких температурах, что часто лежит за пределами возможностей других методов.

В работах применялись атомарно чистые, известной кристаллографической ориентации поверхности металлов, при давлении остаточных газов в приборах 10^{-10} — 10^{-11} Торр; для регистрации состава газовой атмосферы и потоков десорбирующихся частиц использовалась масс-спектрометрическая техника.

Исследован механизм окисления водорода³, окиси углерода⁴ и углерода⁵. Показано, что реакции окисления, независимо от степени валентной насыщенности реагирующих молекул, идут по адсорбционному механизму Лэнгмюра — Хиншелвуда, и их кинетика определяется характером латеральных взаимодействий между адсорбированными частицами⁶.

Обнаружены два состояния углерода на поверхности с резко различной активностью к взаимодействию с кислородом. Одно из них, наиболее активное, связано с неупорядоченным расположением атомов углерода на поверхности, а второе — с углеродом, образующим на поверхности двумерные островки графитовой структуры. Графитовые островки пассивнее, чем углеродный газ, в реакциях окисления из-за насыщенности в них валентностей атомов углерода. Их окисление идет только через краевые атомы и требует более высоких температур.

Образование графитовых островков происходит вследствие фазового перехода первого рода типа конденсации в двумерном углеродном газе на поверхности металла. Показано, что металл, покрытый двумерным углеродным газом, сохраняет высокую каталитическую активность в реакциях диссоциации, а углерод в графитовой структуре является ядом для таких реакций, уменьшая их скорость в $\sim 10^6$ раз⁷. Отдельные металлические атомы, напыленные на упорядоченный графитовый слой, могут обеспечить полную диссоциацию молекул, поступающих из газовой фазы⁸.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ageev V. N., Ionov N. I. — Progr. Surface Sci., 1975, v. 5, p. 1.
2. Зандберг Э. Я., Ионов Н. И. Поверхностная ионизация, М.: Наука, 1969.
3. Агеев В. Н., Медведев Б. К., Соловьев С. М. — Кин. и катализ, 1979, т. 20, с. 696.
4. Агеев В. Н., Соловьев С. М. — Ibid., 1981, т. 22, с. 1019.
5. Агеев В. Н., Соловьев С. М., Гонтегоде А. Я. — ФТТ, 1981, т. 23, с. 2280.
6. Ageev V. N., Soloviev S. M. — In: Proc. of 4th Intern. Conference on Solid Surface.—1980.—V. 1, p. 444.
7. Зандберг Э. Я., Гонтегоде А. Я., Юсифов Ф. К. — ЖТФ, 1972, т. 42, с. 171.
8. Гонтегоде А. Я., Абдуллаев Р. М., Юсифов Ф. К. — ДАН СССР, 1980, т. 255, с. 921.

530 388 8(048)

Б. А. Тверской. Магнитосферно-ионосферное взаимодействие и полярные сияния. Свыше 40 лет тому назад Альвен¹ показал, что при конвекции плазмы в поле магнитного диполя возникает разделение зарядов, обусловленное магнитным дрейфом, и предположил, что в случае Земли квазинейтральность поддерживается токами вдоль магнитных силовых линий. Эти токи замыкаются через ионосферу. Самосогласованная теория такой конвекции с учетом перераспределения потенциалов за счет конечного сопротивления ионосферы была развита в^{2, 3}.

Основными уравнениями теории являются

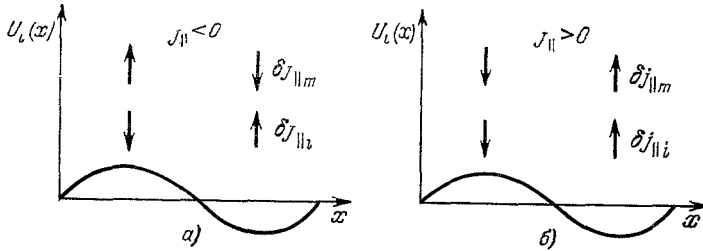
$$\operatorname{div}_2 \hat{\Sigma} \operatorname{grad}_2 U_i = j_v; \quad j_v = c (\mathbf{v} [\nabla W \nabla P]), \quad W = \int \frac{dl}{H}; \quad (1)$$

здесь U_i — ионосферный потенциал, постоянный вдоль магнитного поля в пределах E -слоя, j_v — нормальная к ионосфере компонента тока, \mathbf{v} — единичный вектор нормали к ионосфере, W — объем силовой трубки с единичным магнитным потоком, $\hat{\Sigma}$ — двумерный тензор проводимости ионосферы, проинтегрированной по ее толщине, P — давление магнитосферной плазмы, которое предполагается постоянным вдоль силовой линии. Величины U , P и W рассматриваются в (1) как функции широты и долготы в ионосфере, что подчеркивается значками 2 при векторных операторах.

Построенная на основе (1) теория хорошо подтверждается многими экспериментами и, в частности, прямыми измерениями токов j_v ⁴. При этом максимальные значения $j_v > 0$ во много раз превышают токи j^* , сопровождающие свободное газодинамическое истечение магнитосферных электронов в ионосферу. В^{5,6}, было показано, что для создания наблюдаемых токов $j_v > 0$ необходимо, чтобы между ионосферой и достаточно удаленными (на многие тысячи километров) районами магнитосферы должна существовать разность потенциалов

$$U_i = U_m + \frac{T_e}{e} \frac{j_v - j^*}{j^*}, \quad j^* = N_e \sqrt{\frac{T_e}{2\pi m}} \quad (2)$$

(m , e — масса и заряд электронов, N и T_e — их плотность и температура на больших высотах). Эксперимент показывает, что в области сильных токов $j_v > 0$ в энергетическом спектре электронов имеются пики на энергиях, соответствующих разности



потенциалов (2)⁷. Именно в этих районах наблюдаются наиболее яркие формы полярных сияний — однородные дуги, полосы и драпир.

Расслоение дуг и полос на несколько параллельных ярких образований следует рассматривать как неустойчивость системы электрических полей и токов магнитосферно-ионосферного взаимодействия. Механизм такой неустойчивости иллюстрирует рисунок. Пусть в ионосфере в области $j_v \neq 0$ возникает волнообразное возмущение потенциала $u_i(x)$. Очевидно, в области максимумов U_i возникнут возмущения $j'_v(x) < 0$, а в области минимумов $-j'_v(x) > 0$. С другой стороны, под действием эффективных столкновений горячие ионы в магнитосфере будут собираться в областях минимума потенциала. Считая, что $W = W(x)$, $P = P_0(x) + P_1(x)$ и $\hat{\Sigma} = \text{const}$ и $P' = -PeU/T_i$ (для простоты положим, что $U_i = U_m$), из (1) получаем следующее уравнение для U :

$$\frac{d^2 U}{dx^2} + j_{0v}(x) \frac{e}{T_i \Sigma} U = 0 \quad (T_i \text{ — температура ионов}). \quad (3)$$

При $j_{0v} > 0$ (3) имеет вид уравнения Шредингера для потенциальной ямы и условие неустойчивости сводится к условию существования уровней. Например, при $j_{0v} = j_0/ch^2 \kappa x$ эти уровни есть

$$j_{0n} = \frac{\Sigma T_i \kappa^2}{e} n(n+1) \quad (n=1, 2, \dots). \quad (4)$$

Номер n характеризует число дуг. При промежуточных значениях j_0 дуги слегка отклоняются от направления $W = \text{const}$.

Если имеется электрическое поле E_y , то (при малых масштабах изменения $j_0(x)$ вдоль x) за счет электрического дрейфа роль столкновений резко убывает, и выражение $j' = -j_0 e U / T_i$ справедливо лишь в масштабах, где вблизи плоскости экватора характерная длина волны λ удовлетворяет соотношению $2\pi \bar{v}_i \leq \Omega_H \lambda$ (\bar{v}_i и Ω_H — средняя тепловая скорость и ларморова частота магнитосферных ионов). В проекции на ионосферу по силовым линиям это дает (при $v_0 \approx 10^8$ см/с, $\Omega_H \approx 6$ с⁻¹) $\lambda \leq 40$ км. Наличие электрического дрейфа вдоль оси x в сочетании с расслоением приводит также к появлению продольных токов, связанных с наличием градиента плотности ионов:

$$j'' = \frac{c E_y e^2 W N}{T_i} \frac{\partial U}{\partial x}. \quad (5)$$

При этом условии неустойчивости дополняется требованием

$$\left| \frac{c E_y e^2 W N}{T_i \kappa \Sigma} \right| < 1,$$

а на экваториальной стороне дуги появляется дополнительный всплеск яркости.

Если функция распределения ионов немаксвелловская и имеет максимум, то $U_i \neq U_m$. Линеаризация (2) приводит к соотношению

$$U_m = U_i \left| 1 - \beta \frac{j_0(x)}{j^*(x)} \frac{T_e}{T_i} \right|, \quad (6)$$

где β — безразмерный множитель ~ 1 . Если знаменатель (6) близок к нулю, возможно образование многих дуг.

ЛИТЕРАТУРА

1. Alfvén H., Kungl. Sv.-Vet.-Akademiens Handl., 1939, Bd. 111, S. 18.
2. Б. А. Тверской. ДАН СССР, 1969, т. 188, с. 575.
3. Vasyliunas V. M., Magnetospheric Processes/Ed. B. M. McCormac.— Dordrecht; Holland: D. Reidel, 1972.
4. T. Iijima, T. A. Potemra. J. Geophys. Res., 1978, v. 83, p. 599.
5. L. Knight.— Planet. Space Science, 1973, v. 21, p. 741.
6. Е. Е. Антонова, Б. А. Тверской — Геомагнетизм и аэрномия, 1975, т. 15, с. 85.
7. L. R. Lyons, D. S. Evans, R. Lundin.— J. Geophys. Res., 1979. v. 84, p. 457.