

ОБНАРУЖЕНИЕ ФЕРРОМАГНИТНЫХ СВОЙСТВ МОНОСЛОЯ КИСЛОРОДА НА ПОВЕРХНОСТИ ЗОЛОТА

*В.Д.Борман, Б.И.Бутцев, В.А.Конаков,
Б.И.Николаев, В.И.Троян*

При исследовании термомагнитного эффекта (ТМЭ) в кнудсеновском газе при температурах $77 \pm 150\text{K}$ обнаружены ферромагнитные свойства монослоя кислорода на поверхности золота.

Известно, что изучение магнитных явлений в двумерных системах имеет принципиальное значение в физике твердого тела и фазовых переходов. В связи с этим представляет интерес в качестве таких объектов рассматривать монослойные адсорбционные покрытия на поверхности твердого тела. Однако, в настоящее время практически отсутствуют работы, которые могли бы стимулировать развитие исследований в данной области. Авторами в процессе работы по расширению возможности использования ТМЭ [1, 2] для исследования поверхности было обнаружено влияние магнитного поля на состояние монослоя хемосорбированного кислорода на поверхности поликристаллического золота. В частности, обнаружены зависимость от предыстории магнитного воздействия, насы-

щение и гистерезис состояний, которые являются характерными признаками ферромагнетизма.

Эксперименты проводились с газом N_2 , взаимодействующим с поверхностью золота при температурах $77 \pm 400\text{K}$. "Горячей" поверхностью ($T = 130 \pm 400\text{K}$) являлась пластина слюды с напыленным слоем золота (толщина напыления $\sim 1 \cdot 10^{-5}\text{ см}$, $R \approx 50\text{ ом}$), а "холодной" ($T = 77 \pm 300\text{K}$) — слой Au, напыленный на латунную пластину. Эти пластины располагались на расстоянии $L = 0,2\text{ см}$ друг от друга в охлаждаемой жидким азотом вакуумной камере, помещенной в зазоре электромагнита. Слой золота на поверхности слюды являлся термосопротивлением, включенным в измерительный мост. Измерялось изменение сопротивления этого слоя, обусловленное изменением в магнитном поле потока энергии Q в газе N_2 как вследствие прецессии молекул, так и изменения неупругого рассеяния молекул N_2 на поверхности Au при влиянии поля на состояние этой поверхности. Давление N_2 выбиралось равным $P \approx 1 \cdot 10^{-3}\text{ тор}$ так, что длина свободного пробега молекул была $\lambda \gg 10L$. Наблюдение ТМЭ возможно, когда $\omega\tau \sim 1$ ($\omega = \gamma H$, $\tau = L/v$, для N_2 $\gamma \approx 1,25 \cdot 10^3 (\text{сек} \cdot \text{э})^{-1}$ и $H \sim 100\text{ э}$). Перед опытами поверхности тренировались при нагреве в атмосфере кислорода, который, в отличие от азота, хемосорбируется на золоте [3] (энергия адсорбции $E_a \approx 4 \pm 5\text{ эв}$, время жизни на поверхности $t = t_0 e^{E_a/T}$, где $t_0 \sim 10^{-13}\text{ сек}$, много больше времени эксперимента). В таких условиях молекулы N_2 рассеивались на поверхности Au, покрытой монослоем хемосорбированного кислорода. Систематическая повторяемость полученных результатов для различных образцов поверхностей указывала на то, что концентрация возможных примесей в поверхностном слое, по-видимому, мала. Отсутствие паразитных явлений при измерениях подтверждалось нулевым разбалансом моста при включении поля, когда вакуумная камера была заполнена инертным газом Ar (или при откачке до давлений $P \lesssim 10^{-6}\text{ тор}$).

Результаты экспериментов приведены на рис. 1. Зависимости $\Delta Q(+H)$ — кривые 1, 2, 3 — получены в поле $H \perp k$ (k — нормаль к поверхности) после кратковременного ($\sim 10\text{ сек}$) предварительного включения поля $H_0 = 3,5\text{ кэ}$, $-3,5\text{ кэ}$, а также при $H_0 = 0$ соответственно ($H_0 \perp k$). Видно, что величина $\Delta Q > 0$, и при изменении знака H_0 зависимости $\Delta Q(H)$ отличаются друг от друга. Если $H_0 = 3,5\text{ кэ}$, то при увеличении поля $\Delta Q(H)$ (кривая 1) достигает максимума при $H \approx 60\text{ э}$ и при $H \rightarrow \infty$ стремится к значению $\Delta Q_{\text{нас}}$. Это соответствует прецессионному механизму изменения Q , когда поляризованные молекулы газа взаимодействуют с неизменяющейся в поле H поверхностью. Максимум при $\omega\tau \sim 1$ соответствует предсказаниям теории ТМЭ [1, 2]. При $\omega\tau \rightarrow \infty$ происходит полное усреднение ориентаций момента молекул M в плоскости $\perp H$ и $\Delta Q \rightarrow \Delta Q_{\text{нас}}$. Так как при $H > 200\text{ э}$ $\omega\tau > 3$, то зависимость $\Delta Q(H)$ (кривая 2) можно объяснить только изменением неупругого рассеяния молекул N_2 из-за влияния поля на состояние поверхности, покрытой монослоем хемосорбированного кислорода. Из аналогичных зависимостей $\Delta Q(-H)$ при $H_0 = -3,5\text{ кэ}$ и $H_0 = 3,5\text{ кэ}$ (кривые 4, 5) следует, что с точностью до ошибок $\Delta Q(-H, \pm H_0) = \Delta Q(+H, \mp H_0)$. При увеличении давления до $P = 10^{-1}\text{ тор}$, когда $\lambda \sim 0,1L$, зависимости 1 + 5 совпадают

между собой и с зависимостью, характерной для эффекта Зенфлеле-на [4], что также свидетельствует о влиянии поля на состояние поверхности.

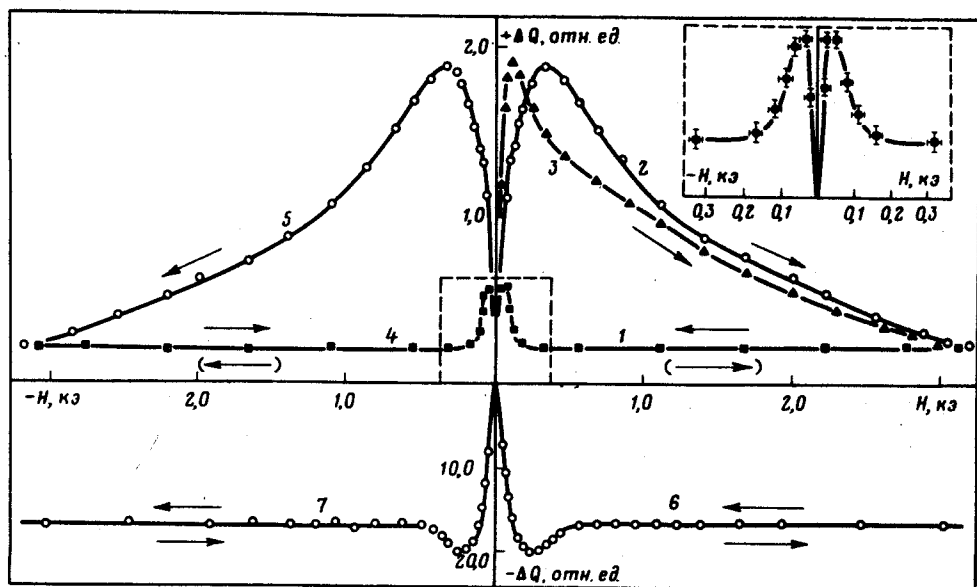


Рис. 1. Зависимости изменения теплового потока ΔQ при включении магнитного поля $\pm H$: $P = 1 \cdot 10^{-3}$ тор. Кривые 1 + 5 — $T_x = 77\text{K}$, $T_T = 130\text{K}$, 6 + 7 — $T_x = 300\text{K}$, $T_T = 400\text{K}$. Кривая 1 — $H_0 = 3,5 \text{ кэ}$, 2 — $H_0 = -3,5 \text{ кэ}$, 3 — $H_0 = 0$, 4 — $H_0 = -3,5 \text{ кэ}$, 5 — $H_0 = 3,5 \text{ кэ}$, 6, 7 — H_0 любое

Влияние поля на состояние поверхности подтверждают эксперименты, в которых измерялась величина δQ , связанная только с изменением состояния поверхности после кратковременного включения поля. На рис. 2 по оси ординат отложена разность $\delta Q = Q_1 - Q_2$ между потоками после кратковременного включения поля $H_0 = 3,5 \text{ кэ}$ (Q_2) и после последующего кратковременного включения поля $-H$ (поток Q_1) (при одновременном изменении знаков H_0 и H зависимость $\delta Q(H)$ не изменяется). По оси абсцисс отложено поле $-H$. Видно, что $\delta Q < 0$, при увеличении H проходит через минимум (при $H \approx 500 \text{ э}$) и стремится к нулю. Поскольку при $H > 3,0 \text{ кэ}$ величина $\delta Q \approx 0$, то состояния поверхности при $H_0 = \pm 3,5 \text{ кэ}$ идентифицируются по рассеянию молекул как одинаковые. Поэтому зависимости $\Delta Q (\pm H)$ (кривые 1, 4 на рис. 1) можно считать соответствующими неизменным состояниям поверхности в насыщении. Кривые 2 (5) можно связать с изменением Q при перемагничивании из состояния, соответствующего $H_0 = -3,5 \text{ кэ}$ ($3,5 \text{ кэ}$) в идентичное состояние при $H_0 = 3,5 \text{ кэ}$ ($-3,5 \text{ кэ}$). Поскольку $\delta Q < 0$, то магнитно разупорядоченному состоянию поверхности соответствует меньший тепловой поток.

Приведенные на рис. 1 (направление развертки поля H указано стрелками) результаты свидетельствуют о существовании гистерезиса состояния поверхности.

Эксперименты показали также, что результат воздействия поля определенной величины и направления не изменится после откачки объема камеры датчика до давления $P \lesssim 10^{-6}$ тор и нагрева поверхностей до $T \sim 350$ К. При этом с поверхностей Au удаляются физсорбированные молекулы. Поскольку время жизни хемосорбированного кислорода при этой температуре на поверхности Au велико, то можно полагать, что состояние именно монослоя кислорода измеряется в поле.

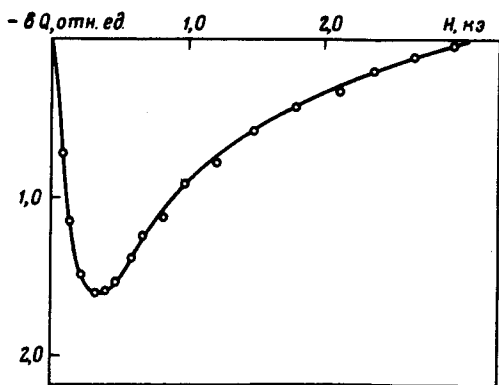


Рис.2. Зависимость $\delta Q(H)$: $T_x = 77$ К.
 $T_r = 130$ К

Из приведенных данных следует, что изменение магнитного состояния поверхности приводит к изменению несферического рассеяния только "холодных" поляризованных молекул. Это подтверждается тем, что в аргоне ($P = 1 \cdot 10^{-3}$ тор) величина $\delta Q = 0$, а также изменением знака ΔQ и исчезновением гистерезиса при увеличении температуры (см. кривые 6, 7 на рис. 1). Как показано в работе [2], величина $\Delta Q_{\text{нас}} > 0$, если вероятность несферического рассеяния изменяется при изменении знака вектора нормали к поверхности, а также векторов скорости и момента вращения падающих и отраженных молекул. Это может иметь место, если на поверхности существует выделенное направление. Отметим, что описание выше закономерности влияния поля на состояние монослоя кислорода на поверхности золота, имеют место также в поле $H \parallel k$, однако наблюдается определенная анизотропия ферромагнитных свойств.

В заключение считаем приятным долгом поблагодарить Ю.М.Кагана, и Л.А.Максимова за плодотворное обсуждение и ценные замечания по данной работе.

Московский
инженерно-физический институт

Поступила в редакцию
6 апреля 1978 г.

Литература

- [1] В.Д.Борман, Л.А.Максимов, Б.И.Николаев, В.И.Троян. ДАН СССР, 207, 1082, 1972.
- [2] В.Д.Борман, Б.И.Бутцев, С.Ю.Крылов, Б.И.Николаев, В.И.Троян. ЖЭТФ, 70, 929, 1976.
- [3] Н.Н.Добровольский, В.Е.Островский. Кинетика и катализ, 12, 1495, 1971.
- [4] L. J. F. Hermans, J. M. Koks, A. F. Nengeveld, H. F. P. Knaap. Physica, 50, 410, 1970.