Зависимость содержания N_2O и NO от притока электронов очень сильна. Так, например, при концентрации их $[e] = 1{,}3 \cdot 10^3$ см$^{-3}$ в «спокойных условиях» мезосферы количество окислов азота там должно быть на три порядка меньше, чем указано в табл. 2 — при сиянии. Зависимость их от галактических космических лучей (ГКЛ) и от рентгеновского излучения Солнца, однако, ничтожна (табл. 3).

Таблица 3

Скорости ионизации N_2 и O_2 различными ее источниками на высоте 85 км

Источник	N_2	O_2
Электроны с концентрацией $[e] = 7{,}0(5)$ см$^{-3}$	1,66(—2)	2,01(—2)
Электроны, $[e] = 1{,}3(3)$ см$^{-3}$	3,08(—5)	3,71(—5)
ГКЛ	3,1(—18)	3,5(—18)
Рентгеновское излучение при сильной вспышке	4,3(—13)	4,8(—13)

Расчет рентгеновского излучения сделан нами для зенитного расстояния Солнца 62°. Другие упомянутые в табл. 3 процессы не зависят почти от времени дня.

Таким образом, разрушение мезосферного озона связано с поясом полярных сияний в периоды, когда возникают эти сияния.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Shimazaki T.//J. Atm. Terr. Phys. 1984. **46**, N 2. P. 173. [2] Митра А. Воздействие солнечных вспышек на ионосферу Земли. М., 1977. [3] Кароль И. Л. и др. Газовые примеси в атмосфере. Л., 1983. [4] Прасад Ш.//Солнечно-земные связи, погода и климат. М., 1982. [5] Данилов А. Д., Власов М. Н. Фотохимия ионизированных и возбужденных молекул в верхней ионосфере. Л., 1973. [6] Полярная верхняя атмосфера/Под ред. Ч. Дира и Я. Холтета. М., 1983. [7] Hays G., Oskam H.//J. Chem. Phys. 1973. **59**. P. 1507. [8] Данилов А. Д. и др. Метеорологические эффекты в ионосфере. Л., 1987.

Поступила в редакцию
26.05.89

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1990. Т. 31, № 2

ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

УДК 537.638.5

ВЫБОР ЭФФЕКТИВНЫХ РАБОЧИХ ТЕЛ ДЛЯ МАГНИТНЫХ ХОЛОДИЛЬНЫХ МАШИН, РАБОТАЮЩИХ В ШИРОКИХ ИНТЕРВАЛАХ ТЕМПЕРАТУР

А. М. Тишин

(кафедра общей физики для естественных факультетов)

Рассматриваются вопросы выбора рабочих тел для магнитных холодильных машин, работающих в широких температурных интервалах. Предложенные критерии позволили определить редкоземельные металлы и сплавы, перспективные для использования в магнитных холодильных машинах, работающих в интервалах температур 20—77 К и 77—300 К.

Перспективность применения магнитных холодильных машин (МХМ) определяется их высокой эффективностью (на 20—30% большей, чем у существующих конструкций) и значительным сроком службы. Создание МХМ, работающих в широких температурных диапазонах, сдерживается отсутствием подходящих рабочих тел. В настоящей работе обсуждаются критерии выбора рабочих тел, на основе которых определены тяжелые редкоземельные металлы (РЗМ) и их сплавы, эффективные для использования в МХМ, работающих от 20 до 77 К и от 77 до 300 К.

Считается [1, 2], что в МХМ перспективно использование магнетиков с наибольшим значением квантового числа полного механического момента J, поскольку J определяет максимальное изменение магнитной части энтропии $\Delta S_m^{max}=R\ln(2J+1)$ (R — универсальная газовая постоянная). В данном предположении наиболее подходящими являются сплавы и соединения Ho, Dy и Er. Вычисления, проведенные в работе [3], показали, что изменение магнитной части энтропии при определенной температуре и заданном магнитном поле ΔS_m и величина ΔS_m^{max} прямо не связаны. Наши оценки дают, что при применении РЗМ и их сплавов в МХМ, работающих в широких интервалах температур, даже при $B=6$ Тл используемое в МХМ ΔS_m не будет превышать 3—5% от величины ΔS_m^{max}. Поэтому большое значение J не может служить единственным критерием для выбора оптимального рабочего тела. Определенные оценки для величины ΔS_m можно получить в двух следующих случаях: 1) рабочее тело МХМ является ферромагнетиком, а верхняя температура цикла МХМ T_h значительно выше температуры Кюри T_c; 2) рабочее тело — антиферромагнетик, а используемое в МХМ магнитное поле намного больше поля разрушения антиферромагнитного упорядочения.

Величину ΔS_m можно определить из обычного термодинамического выражения

$$\Delta S_m=\int_0^H\left(\frac{\partial I}{\partial T}\right)_H dH. \qquad (1)$$

Если намагниченность I подчиняется закону Кюри—Вейса, то

$$\Delta S_m=-\frac{C}{2}\left(\frac{H}{T-T_C}\right)^2, \qquad (2)$$

где C — константа Кюри:

$$C=Ng_J^2\mu_B^2J(J+1)/3k,$$

N — число магнитных ионов в единице объема, μ_B — магнетон Бора, g_J — фактор Ланде, k — постоянная Больцмана. Таким образом, в приближении теории молекулярного поля изменение энтропии не зависит непосредственно от ΔS_m^{max} и пропорционально квадрату эффективного магнитного момента.

Соотношение (2) показывает, что в первом из описанных выше случаев критерием выбора магнетиков, обладающих большой величиной ΔS_m, т. е. пригодных для использования в МХМ, является большая величина эффективного магнитного момента.

Выражение для ΔS_m во втором случае можно получить, подставляя в формулу (1) соотношение для намагниченности через функцию Бриллюэна $B_J(x)$:

$$I=Ng_JJ\mu_BB_J(x).$$

Однако получаемое и в этом случае значение ΔS_m не учитывает изменения магнитной энтропии при разрушении антиферромагнитных структур под действием поля. Для получения более точных критериев поиска РЗМ с большой величиной ΔS_m необходимо вычисление температурной и полевой зависимости $S_m(H, T)$ в области существования антиферромагнитных структур.

Значительный интерес представляет определение состава рабочих тел, применяемых в интервалах температур 20—77 К и 77—300 К. Ранее [1] установлено, что циклы МХМ, у которых хладоемкость $\Delta S_m\cdot\Delta T_{cyc}$ ($\Delta T_{cyc}=T_h-T_c$, где T_c — нижняя температура цикла) достигает своего максимального значения, являются оптимальными. В таблице приведены оптимальные рабочие тела для МХМ, у которых $T_h=300$ К, $T_c=77$ К, $B=6$ Тл, а число локальных циклов изменяется от 1 до 3. Программа вычисления хладоемкости предусматривала поиск РЗМ и их сплавов, обладающих максимальной хладоемкостью при фиксированных значениях T_h, T_c и B. В вычислениях использовались экспериментальные данные по магнитокалорическому эффекту в РЗМ и их сплавах Gd—Ho, Gd—Er, Gd—Tb, Gd—Dy, Tb—Dy [4—6] и теплоемкости РЗМ [7—11]. При выборе рабочих тел для соседних циклов в расчетах использовалось условие, чтобы их хладоемкости отличались не более чем на 5 Дж/моль. Более подробно методика расчета дана в работах [3, 12].

Расчет показывает, что в МХМ с одним циклом охлаждения наиболее перспективно использование сплава $Gd_{0,4}Dy_{0,6}$ (см. таблицу). Применение нескольких локальных циклов приводит к увеличению общей хладоемкости до 110—206 Дж/моль. Использование в локальных циклах МХМ вместо чистых РЗМ сплавов позволяет увеличить хладоемкость данных циклов на 20—30%. Необходимо отметить, что высокие

Состав оптимальных рабочих тел для магнитных холодильных машин, работающих в интервале температур 77—300 К и использующих магнитные поля с индукцией $B = 6$ Тл, а также число локальных циклов X_i, значения промежуточных температур, разделяющих локальные циклы, T_1 и T_2 и суммарная хладоемкость локальных циклов $\Delta S_m \cdot \Delta T_c$

X_i	T_1, К	T_2, К	$\Delta S_m \cdot \Delta T_c$, Дж/моль	Состав рабочих тел локальных циклов (от 300 К до T_1, от T_1 до T_2, от T_2 до 77 К)
1	—	—	62	$Gd_{0,4}Dy_{0,6}$
2	190	—	110	Gd | Dy
2	225	—	137	$Gd_{0,7}Tb_{0,3}$ | $Tb_{0,2}Dy_{0,8}$
3	200	115	148	Gd | Dy | Ho
3	225	135	206	$Gd_{0,7}Tb_{0,3}$ | $Gd_{0,5}Tb_{0,5}$ | Ho

значения хладоемкости наблюдаются для достаточно широких интервалов промежуточных температур T_1 и T_2.

Вычисления для области температур 20—77 К дают, что в МХМ, работающих с одним циклом охлаждения, необходимо использовать Но ($\Delta S_m \cdot \Delta T_c = 76$ Дж/моль). В МХМ с двумя циклами наибольшую эффективность можно получить при использовании Er в интервале температур 20—45 К и Но в интервале 45—77 К ($\Delta S_m \cdot \Delta T_c = 85$ Дж/моль). Таким образом, можно сделать вывод, что использование тяжелых редкоземельных металлов и сплавов в диапазоне температур 20—300 К позволяет получить достаточно большие величины хладоемкости.

Автор благодарен проф. С. А. Никитину за полезное обсуждение работы.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Wood M. E., Potter W. H.//Cryogenics. 1985. **25**, N 12. P. 667. [2] Brown G. V.//J. Appl. Phys. 1976. **47**, N 8. P. 3673. [3] Никитин С. А., Тишин А. М.//Письма в ЖТФ. 1988. **14**, № 8. С. 735. [4] Никитин С. А., Андреенко А. С., Тишин А. М. и др.//ФММ. 1985. **60**, № 4. С. 689. [5] Никитин С. А., Тишин А. М., Редько С. В.//ФММ. 1988. **66**, № 1. С. 86. [6] Никитин С. А., Андреенко А. С., Тишин А. М. и др.//ФММ. 1985. **59**, № 1. С. 327. [7] Jennigs L. D., Stanton R. M., Spedding F. H.//J. Chem. Phys. 1957. **27**, N 4. P. 909. [8] McKenna T. Y., Campbell S. Y., Chaplin D. H., Wilson D. V. H.// //Solid State Comm. 1981. **40**, N 1. P. 177. [9] Yagasuriya K. D., Campbell S. Y., Stewart A. M.//J. Phys. F.: Metal Phys. 1985. **5**, N 1. P. 225. [10] Skochdopole R. E., Griffel M., Spedding F. H.//J. Chem. Phys. 1955. **23**, N 12. P. 2258. [11] Никитин С. А., Тишин А. М.//ФТТ. 1987. **29**, № 9. С. 2812. [12] Никитин С. А., Тишин А. М. Деп. ВИНИТИ № 1136-В88. М., 1988.

Поступила в редакцию
28.12.88