

Здесь σ_{Mn} — намагниченность, μ_B — магнетон Бора, N — число атомов, $\bar{\mu}$ — магнитный момент атома марганца. Считая, что переход под действием радиочастотного поля происходит с изменением $\Delta J = 1$, получим выражение для частоты ЯМР:

$$\nu = \frac{g\bar{\mu}}{h} \quad (3)$$

Обычно пользуются величиной $A = g\bar{\mu}$; беря значение A из работ [4] (по данным ЭПР), находим, что $\bar{\mu} \approx 5$, т. е. атомы марганца, «ответственные» за сигнал ЯМР, находятся в состоянии Mn^{+2} и расположены в тетраэдрических узлах шпинельной решетки [5]. Кроме того, возможно наличие иона Mn^{+2} в октаэдрических узлах, как это следует из структуры $Mn_{0,8}^{+2}Fe_{0,2}^{+3}[Mn_{0,2}^{+3}Fe_{1,6}^{+2}Fe_{0,2}^{+2}]O_4$, причем вероятно, что $2Mn^{+2} \rightarrow Mn^{+2} + Mn^{+4}$. Поскольку для ионов Mn^{+2} , находящихся в октаэдрических узлах, молекулярное поле отличается от его значения в тетраэдрических узлах, то второй резонансный «пик» (от ядер этих ионов) должен быть несколько сдвинут по частоте относительно первого. Однако при перестройке генератора в диапазоне 400 — 600 мГц не было обнаружено такого добавочного пика. Поэтому можно считать, что в нашем образце все ионы Mn^{+2} , по-видимому, лежат в одной подрешетке. Это согласуется с данными Ясуока [2], но в образце, полученном осаждением из раствора солей, тот же автор наблюдал два пика от ядер ионов Mn^{+2} [6]. Наличие ионов Mn^{+4} зафиксировано методом ЯМР в работе [7]. Приведенная формула структуры марганцевого феррита не является полностью достоверной. Кроме того, не ясно, какой вклад в намагниченность феррита вносят при различных температурах ионы Mn и Fe разных валентностей в отдельности. Такие сведения смогут дать подробные исследования температурной зависимости сигналов ЯМР от ядер всех этих ионов.

Авторы благодарят проф. К. П. Белова за внимание к данной работе и К. М. Большову за предоставление образцов феррита.

ЛИТЕРАТУРА

1. Катаев Г. И., Куприянов А. К. «Приборы и техника эксперимента», № 2, 243, 1968.
2. Yasuoka H. J. Phys. Soc. of Japan., 19, 1182, 1964.
3. Абрагам А. Ядерный магнетизм. М., ИЛ, 1963.
4. Yokozawa Y., Kazumata Y. J. Phys. Soc. of Japan, 16, 699, 1961.
5. Hastings J. M., Corliss M. Phys. Rev., 104, 328, 1956.
6. Yasuoka H., Hirai A., Shinjo T., Kiyama M., Bando Y., Takada T. J. Phys. Soc. of Japan., 22, 177, 1967.
7. Kubo T., Yasuoka H. J. Phys. Soc. of Japan., 21, 812, 1966.

Поступила в редакцию
7.9 1967 г.

Кафедра
общей физики для биологов

УДК 669.292:621.318.1

В. И. ЧЕЧЕРНИКОВ, Т. М. ШАВИШВИЛИ, В. А. ПЛЕТЮШКИН

ФЕРРО- И АНТИФЕРРОМАГНЕТИЗМ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ US—ThS и UP—ThP

Изучение ферро- и антиферромагнетизма твердых растворов соединений урана с аналогичными диамагнитными соединениями тория представляет большой интерес, поскольку в растворах при изменении атомных соседств и параметров решетки происходит изменение обменного взаимодействия [1, 3]. Кроме того, по мере разбавления можно ожидать различную плотность электронов проводимости [2]. В этой связи нами были исследованы магнитные свойства сплавов US—ThS и UP—ThP в интервале концентрации от 100 до 5 мол. % US в системе US—ThS и от 100 до 2 мол. % UP в системе UP—ThP.

Как показал проведенный рентгеноструктурный анализ, все изученные сплавы образуют твердые растворы с кристаллической структурой типа NaCl¹.

Исследование проводилось при температуре от 77 до 900°K и при различных значениях напряженности магнитного поля. Магнитные свойства изучались при по-

¹ Образцы были синтезированы в ИОНХЕ им. Н. С. Курнакова.

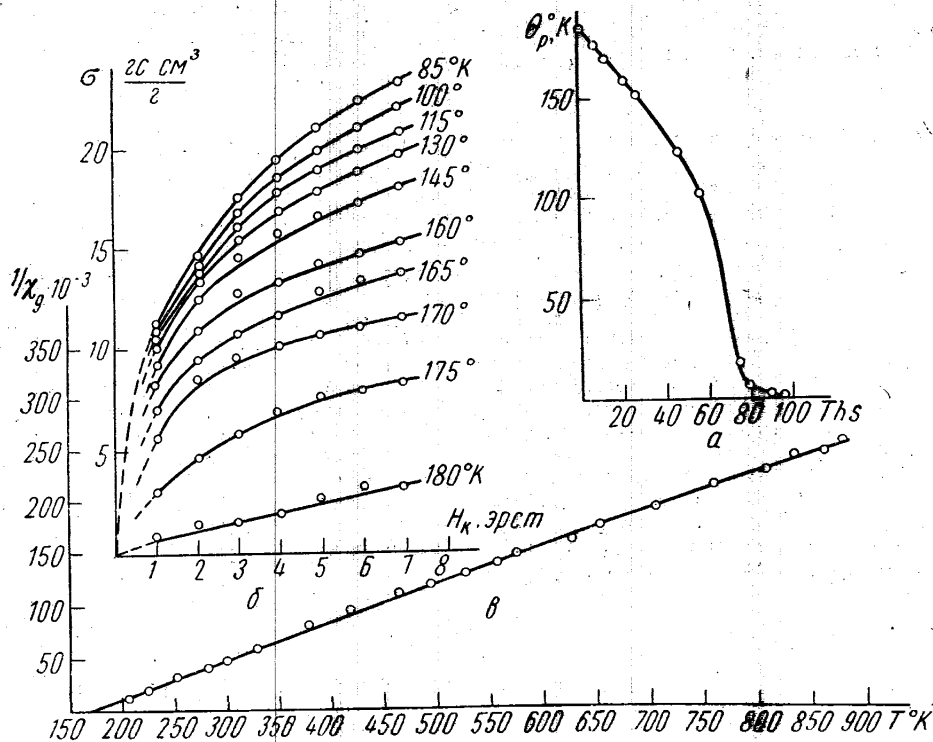


Рис. 1. а — Зависимость парамагнитной температуры Кюри θ_p от состава в системе US—ThS, б — кривые намагничивания для образца 95 % US — 5% ThS, в — зависимость $1/\chi_g$ от T для образца 85% US — 15% ThS

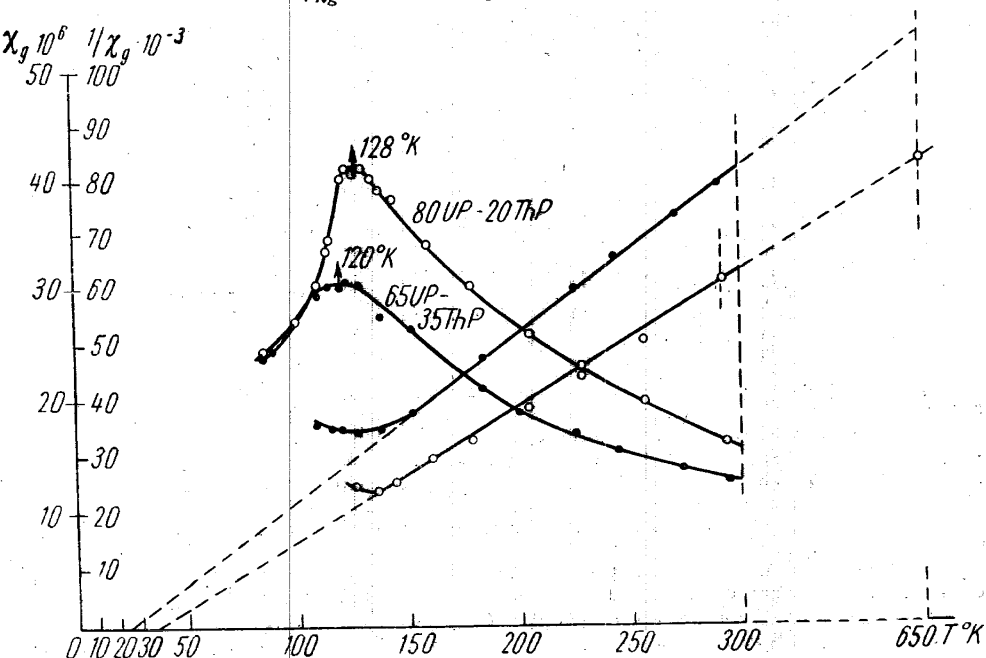


Рис. 2. Зависимость χ_g и $1/\chi_g$ от T для образцов 80% UP — 20% ThP и 65% UP — 35% ThP. Стрелками обозначены точки Нееля. Шкала температур от 300 до 650°K указана условно

мощи маятниковых весов в вакууме 10^{-4} мм рт. ст. Измерения показали, что в системе US—ThS сплавы, содержащие до 60% ThS, являются ферромагнетиками, причем температура ферромагнитного превращения монотонно уменьшается с увеличением содержания ThS. Кривые намагниченности, определенные в ферромагнитной области, имеют ярко выраженный нелинейный характер, при этом намагниченность насыщения не достигает (рис. 1,б). Остальные сплавы в изученном интервале температур являются парамагнитными. У всех сплавов парамагнитная восприимчивость следует закону Кюри—Вейсса (рис. 1,в). Эффективный магнитный момент, приходящийся на атом урана, по мере разбавления увеличивается до $3,6 \mu_B$, а парамагнитная точка Кюри θ_p приближается к 0°K (рис. 1,а).

В системе UP—ThP установлено существование антиферромагнетизма до 50% ThP. Температура Нееля с увеличением содержания ThP смещается в сторону низких температур от 129°K для UP до 115°K для сплава с 50% ThP. При этом максимум восприимчивости становится все более размытым, и у образца с 35% ThP он очень слабо выражен (рис. 2). В области температуры Нееля обнаружена слабая зависимость магнитной восприимчивости от напряженности поля. При температурах выше точки Нееля выполняется закон Кюри—Вейсса, при этом парамагнитная температура Кюри имеет положительное значение $\theta_p > 0$, монотонно уменьшаясь с увеличением содержания ThP. При содержании ThP свыше 90% парамагнитная температура Кюри становится равной нулю.

Из полученных данных можно заключить, что магнитные свойства изученных систем в основном определяются соединениями US и UP, первое из которых является ферромагнетиком, а второе — антиферромагнетиком.

Нами также изучены системы $\text{UP}_2\text{—ThP}_2$ и $\text{U}_3\text{P}_4\text{—Th}_3\text{P}_4$. Магнитные свойства этих систем монотонно изменяются по мере разбавления. Более подробные данные этих исследований с обсуждением полученных результатов будут опубликованы позднее.

ЛИТЕРАТУРА

1. Allbut M., Junkison A. R., Dell R. M. Met. Soc., Am. Inst. Mining, Met. Petrol. Engrs., Inst. Metals Div., Spec. Rept. Ser., 10 (13), 65—81, 1964.
2. Tetenbaum M. J. Appl. Phys., 35, 2468, 1964.
3. Trzebiatowski W., Selwood P. J. Am. Chem. Soc., 72, 4504, 1950; Dawson I. K. J. Chem. Soc., No. 2889, 1951.

Поступила в редакцию
20.9 1967 г.

Кафедра
магнетизма

УДК 539.293 : 536.22

Б. Н. ХУСАИНОВА

РАСЧЕТ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ НЕКОТОРЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

А. С. Предводителей установил следующее соотношение для теплопроводности твердых изотропных тел:

$$k = k_0 \frac{\rho^{1/3} T^{1/3}}{\alpha},$$

где k — теплопроводность, ρ — плотность, T — температура, α — линейный коэффициент расширения, k_0 — постоянная, вычисляемая из эксперимента при любой произвольной температуре.

Теория хорошо согласуется с опытом для таких металлов, как Pt, Ag, Pb, Cu. Нами проведено сравнение с экспериментом теории А. С. Предводителя для полупроводников типа алмаза, кремния, карбида кремния, германия и теллурида индия. Область температур, где теория хорошо совпадает с экспериментом: для алмаза — от 100 до 700°K , для карбида кремния — от 150 до 450°K и для кремния — от 160 до 350°K (результаты эксперимента и расчета представлены на рис. 1), для германия — от 80 до 220°K и для теллурида индия от 30 до 140°K (результаты даны в табл. 1 и 2).