

увеличении концентрации кремния. Здесь же появляется и небольшой новый пик на частоте 271 МГц. Увеличение доли атомов марганца с уменьшенными магнитными моментами можно объяснить отклонением локального окружения ионов Mn от упорядоченного стехиометрического окружения, соответствующего структуре  $С1_b$ . Как показывают наши исследования, аналогично ведут себя сверхтонкие поля и локальные магнитные моменты и в системе  $NiMnSb_{1-x}Sn_x$ .

Для проверки выводов об изменениях величин магнитных моментов в системе  $NiMnSb_{1-x}Si_x$  были проведены измерения магнитных моментов  $\mu_{00}$ , приходящихся на формульную единицу каждого сплава. Измерения намагниченности исследуемых образцов были выполнены при комнатной температуре в магнитных полях до 15 кЭ на автоматизированном программно-управляемом вибрационном магнитометре, разработанном в проблемной лаборатории магнетизма физического факультета МГУ. Результаты измерений приводятся в таблице.

Как видно из таблицы, средний магнитный момент данных сплавов уменьшается при увеличении концентрации кремния. Можно заключить, что локальные магнитные моменты в полуметаллических ферромагнетиках  $NiMnSb_{1-x}Si_x$  зависят в основном от локального атомного окружения данного иона, а не от общего состава образца и его усредненных макроскопических характеристик.

Работа выполнена при финансовой поддержке Международного научного фонда (грант JНТ-100).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. De Groot R. A., Mueller F. M., Engen P. G. van, Buschow K. H. J. // Phys. Rev. Lett. 1983. 50. P. 2024.
2. De Groot R. A., Engen P. G. van, Engelen P. P. J. van, Buschow K. H. J. // J. Magn. and Magn. Mater. 1990. 86. P. 326.

Поступила в редакцию 27.12.95

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1996. № 4

УДК 538.955

#### О ВОЗМОЖНОСТИ НАБЛЮДЕНИЯ ИНДУЦИРОВАННОГО СУПЕРПАРАМАГНЕТИЗМА

В. И. Николаев, Т. А. Бушина, Ким Ен Чан

(кафедра общей физики)

Обсуждается вопрос о возможности наблюдения суперпарамагнетизма ультрамалых частиц при температурах  $T$  выше их точки Кюри  $T_c$  («индуцированный суперпарамагнетизм»). Анализ условий опыта по наблюдению этого явления проведен в рамках модели Ланжевена, дополненной теорией молекулярного поля. Как показывают оценочные расчеты, для наблюдения «индуцированного суперпарамагнетизма» требуются сравнительно легко достижимые поля.

В последние годы большое внимание уделяется исследованию свойств суперпарамагнетиков [1, 2]. До сих пор, однако, остается малоизученным вопрос о магнитных свойствах ультрамалых частиц при температурах выше их точки Кюри. Между тем понимание механизмов формирования особых магнитных свойств ультрамалых частиц при температурах  $T$ , близких к точке Кюри  $T_c$ , может способствовать дальнейшим изысканиям различных практических применений магнитоупорядоченных систем в высокодисперсном состоянии.

Цель данной работы — обсуждение вопроса о возможности наблюдения суперпарамагнетизма ультрамалых частиц при температурах выше их точки Кюри. На идею о возможности «восстановления» суперпарамагнетизма внешним магнитным полем и о постановке эксперимента по обнаружению такого состояния вещества наводят качественные соображения об особенностях температурно-полевых зависимостей при  $T \geq T_c$  магнитного момента ультрамалых частиц с одноосной кристаллографической магнитной анизотропией в рамках теории молекулярного поля, дополненной традиционной моделью Ланжевена.

В самом деле, суммарное эффективное поле  $H_{\text{eff}}$ , действующее на магнитноактивные атомы в составе суперпарамагнитной частицы, находящейся во внешнем магнитном поле  $\mathbf{H}$ , содержит обменное поле  $\lambda \mu/m$  ( $\lambda$  — константа обменного взаимодействия спинов,  $\mu$  — магнитный момент частицы массы  $m$ ) и проекцию внешнего магнитного поля  $\mathbf{H}$  на направление «релаксирующего» момента  $\mu$ :

$$H_{\text{eff}} = \lambda \mu/m + [\sigma/(\mu/m)]H \quad (1)$$

( $\sigma$  — удельная намагниченность частицы в проекции на направление поля  $\mathbf{H}$ ). При  $T \geq T_c$  внешнее поле  $H$  способствует восстановлению магнитного упорядочения в системе спинов, разрушенного тепловым движением, которое конкурирует с обменным взаимодействием. После восстановления магнитного упорядочения в полях  $H$ , больших некоторого критического значения  $H_{\text{crit}}(T)$ , дальнейший рост  $H$  должен, очевидно, приводить к увеличению момента частицы  $\mu(T, H)$  и его средней по времени проекции на ось легкого намагничивания.

Этим качественным соображениям соответствуют результаты решения задачи о температурно-полевых зависимостях магнитного момента суперпарамагнитной частицы  $\mu(T, H)$  в рамках формализма теории молекулярного поля [3] на основе модели Ланжевена. Пусть  $M_0 (= \mu_0/m)$  и  $M (= \mu/m)$  — удельная намагниченность частицы соответственно при абсолютном нуле температур и при температуре  $T$ ;  $N = \mu_0/\mu_B$  — ее магнитный момент (в магнетонах Бора) при абсолютном насыщении;  $H' = kT_c/\mu_0$  — «характеристическое поле» для частицы с заданными «номинальным» магнитным моментом  $\mu_0$  и температурой Кюри  $T_c$ ;  $x = \mu/\mu_0 (= M/M_0)$ ,  $\tau = T/T_c$  и  $h = H/H'$  — приведенные значения соответственно для магнитного момента частицы, температуры и магнитного поля. Тогда, в соответствии с [4], можно получить следующую систему уравнений, описывающую (на примере атомов со спином  $S=1/2$ ) температурно-полевые зависимости удельной намагниченности  $\sigma(\tau, h)$  суперпарамагнитной частицы в проекции на направление внешнего магнитного поля:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\sigma}{M_0} = xL\left(x \frac{h}{\tau}\right), \end{array} \right. \quad (2)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\sigma}{M_0} = N \frac{x}{h} \left[ \frac{1}{2} \tau \ln \frac{1+x}{1-x} - x \right]. \end{array} \right. \quad (3)$$

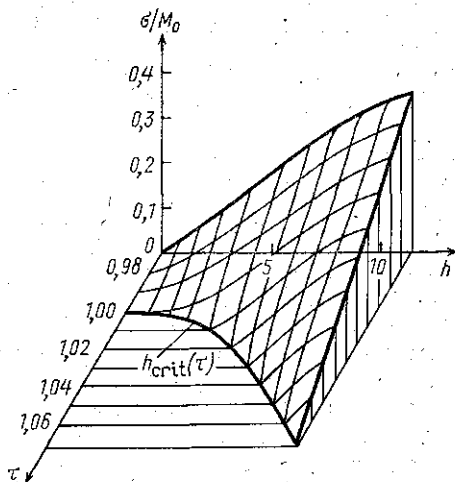
Первое из уравнений формально ничем не отличается от классической версии Ланжевена. Однако, будучи включенным в систему уравнений вместе с (3), оно теперь содержит приведенный момент частицы  $x$ , который, в отличие от классического случая ( $x=1$ ), зависит от  $\tau$  и  $h$ . Второе уравнение — результат преобразования функции Бриллюэна для спина  $S=1/2$ . Если переменными в уравнениях (2) и (3) счи-

тать  $\tau$  и  $h$ , то решением этой системы уравнений будут величины  $\sigma/M_0$  и  $\chi$  ( $=\mu/\mu_0$ ), а  $N$  ( $=\mu_0/\mu_B$ ) — варьируемый параметр.

На рисунке показаны результаты численного решения системы уравнений (2) и (3) для частицы с  $T_c=300$  К и  $N=500$  (что соответствует «характеристическому полю»  $H' \approx 9$  кЭ) в области температуры Кюри  $T_c$ . Видно, что приведенная выше качественная интерпретация механизма полевого перехода «парамагнетизм — суперпарамагнетизм» в области  $T > T_c$  согласуется с результатами численных расчетов на основе теории молекулярного поля и модели Ланжевена. То обстоятельство, что магнитный момент частицы меняется по мере роста поля  $h$  в области температур  $\tau \gg 1$  непрерывным образом, дает основание предполагать, что полевой фазовый переход «парамагнетизм — суперпарамагнетизм» должен происходить как фазовый переход второго рода (см. рисунок). На фазовой

$h\tau$ -диаграмме границей раздела парамагнитной и суперпарамагнитной областей является кривая  $h_{crit}(\tau)$ . Эту кривую можно трактовать также как график полевой зависимости критической температуры  $\tau_{crit}(h)$ , выше которой при данном поле  $h$  частица находится в парамагнитном состоянии.

Наблюдение индуцированного суперпарамагнетизма — вполне осуществимая задача. Конечно, желательно обеспечить такие условия опыта, когда «зазор» между температурой исследуемого образца  $\tau$  ( $>1$ ) и точкой Кюри  $\tau_c$  ( $=1$ ) достаточно велик, чтобы можно было убедиться в существовании критического поля  $h_{crit}$  ( $>0$ ). Как показывают оценочные расчеты, для этих целей требуются сравнительно легко достижимые поля. Так, если  $T_c=300$  К и  $\mu_0=500$   $\mu_B$ , то, например, при  $\tau=1,03$  критическое поле  $H_{crit} \approx 60$  кЭ, а при  $\tau=1,05$   $H_{crit} \approx 80$  кЭ. Главная трудность осуществления опыта по наблюдению магнитного фазового перехода «парамагнетизм — индуцированный суперпарамагнетизм», по-видимому, связана с необходимостью получения высокодисперсной фракции ферро- или ферримагнетика (с приемлемой точкой Кюри), размеры частиц которой имели бы малый «разброс».



#### ЛИТЕРАТУРА

1. Intern. Conf. on Magnetism 1994//J. Magn. and Magn. Mater. 1995. 140—144.
2. Mertens B., Levin K., Grest G. S.//Phys. Rev. 1994. B49, N 21. P. 15374.
3. Смарт Дж. Эффективное поле в теории магнетизма. М., 1968.
4. Авраамов Ю. С., Белова В. М., Николаев В. И., Стучебников В. М.//ФТТ. 1974. 16, № 10. С. 3180.

Поступила в редакцию  
19.01.96