

ОБМЕННЫЕ ЭФФЕКТЫ НА ГРАНИЦАХ МАГНЕТИКОВ

В. И. Марченко

Рассмотрены граничные условия на поверхности антиферромагнетиков при пренебрежении релятивистскими эффектами. Спектр поверхностных спиновых волн может быть либо линейным, либо $\omega \propto k^2$. Показано, что на границе твердый — жидкий He^3 при $T < 1$ мК теплообмен осуществляется в основном магнонами; скачок Капицы при этом невелик.

§ 1. Поверхность антиферромагнетиков

При исследовании поверхности магнетиков обычно обсуждаются эффекты, связанные с анизотропией или размагничиванием. Настоящая работа посвящена выяснению макроскопических свойств поверхности магнетиков, обусловленных обменными силами.

Функция Лагранжа коллинеарного антиферромагнетика имеет вид [1]

$$\frac{\chi_{\perp}}{2\gamma^2} \int \left\{ \dot{\mathbf{l}}^2 - c^2 \left(\frac{\partial \mathbf{l}}{\partial x_i} \right)^2 \right\} dV, \quad (1)$$

где \mathbf{l} — единичный вектор в направлении вектора антиферромагнетизма, χ_{\perp} — магнитная восприимчивость, γ — гиромагнитное отношение, c — скорость спиновых волн. При варьировании (1) по \mathbf{l} получаются уравнения движения (см. [1])

$$[\mathbf{l}, \ddot{\mathbf{l}} - c^2 \Delta \mathbf{l}] = 0 \quad (2)$$

и естественные граничные условия на поверхности кристалла

$$\left[\mathbf{l} \frac{\partial \mathbf{l}}{\partial z} \right] = 0, \quad (3)$$

ось z нормальна к поверхности. Условия (3), однако, в большинстве случаев нарушаются. Действительно, пусть среди элементов кристаллографической обменной симметрии [1], которые переводят данную грань кристалла в себя, нет элементов, изменяющих антиферромагнитный вектор \mathbf{l} . Другими словами, \mathbf{l} преобразуется по единичному представлению обменной группы симметрии поверхности. В этом случае поверхность должна характеризоваться ненулевой намагниченностью \mathbf{M} , параллельной \mathbf{l} . Тогда к функции Лагранжа (1) следует прибавить поверхностный вклад (ср., например, [1], формула (41))

$$\frac{1}{\gamma} \int \mathbf{M} \Omega dS,$$

где Ω — частота вращения. Вместо (3) получим

$$\gamma \dot{\mathbf{M}} + \chi_{\perp} c^2 \left[\mathbf{l} \frac{\partial \mathbf{l}}{\partial z} \right] = 0.$$

Спиновые волны при отражении от такой границы будут изменять свою поляризацию. Вдоль границы также будут распространяться поверхност-

ные спиновые волны со скоростью

$$s = c \{1 + (\gamma M / \chi_{\perp} c)^2\}^{-1/2}.$$

Очевидно, что магнитная структура поверхности может отличаться по своей симметрии от состояния, обусловленного симметрией в объеме. В коллинеарных магнетиках при этом появляется новая степень свободы — повороты вокруг I . Рассмотрим симметричную грань, на которой запрещена намагниченность, параллельная I . Согласно теории обменной симметрии [1], в данном случае возможны два принципиально отличающихся случая: ферримагнитный $M \perp I$ (или $M \perp I_1 \perp I$) и антиферромагнитный $I_1 \perp I$ (или $I_1 \perp I_2 \perp I$). Во втором случае для объемной задачи с точностью до членов следующего порядка по производным остаются условия (3), а новой степени свободы соответствуют поверхностные спиновые волны с линейным спектром. В первом случае, учитывая в поверхностной части Лагранжиана энергию неоднородности для новой степени свободы

$$2a \int \left(1 - \frac{\partial \Phi}{\partial x_{\nu}}\right)^2 dS, \quad \nu = 1, 2$$

(Φ — угол поворота спинового пространства [1]), получим линеаризованное граничное условие

$$\gamma \dot{M} - 2a\gamma^2 I_0 (I_0 \cdot \Delta \Phi) + \chi_{\perp} c^2 \left[I_0 \frac{\partial I}{\partial z} \right] = 0.$$

Спектр поверхностных спиновых волн на ферримагнитной поверхности имеет необычный вид:

$$\omega^2 = (\chi_{\perp} c^2 a / M^2) k^3.$$

В более сложных неколлинеарных магнетиках и ферромагнетиках также возможны подобные поверхностные явления. Мы не будем рассматривать возникающие в связи с этим возможности. В каждом конкретном магнетике такое исследование (и с учетом релятивистских эффектов) легко провести совершенно аналогично случаю коллинеарного антиферромагнетика при использовании подхода, развитого ранее [1]. Отметим здесь только, что на поверхности так называемого неупорядоченного антиферромагнетика [2] (см. также [1]) или не отличающейся от него по уравнениям спиновой динамики [3] B -фазы сверхтекучего He^3 должны также существовать поверхностные спиновые волны. Линеаризованные уравнения движения в этом случае при замене углов поворота на вектор смещения формально совпадают с уравнениями теории упругости для изотропного твердого тела. Поэтому, если поверхностная намагниченность отсутствует, то спектр поверхностных спиновых волн полностью совпадает со спектром упругих рэлеевских волн.

а член у нас не!

§ 2. Магнонная теплопередача на границе твердый — жидкий He^3 при $T < 1$ мК

Есть все основания ожидать, что граница между твердым и жидким He^3 при температуре, меньшей 1 мК, будет обладать квантовыми свойствами [4], обнаруженными недавно [5] в He^4 . Фононная теплопередача на таких границах значительно затруднена [6], поэтому представляется интересным рассмотреть теплопередачу за счет прохождения магнонов.

Твердый He^3 при температуре ниже 1 мК является [7] коллинеарным антиферромагнетиком, спиновая динамика которого описывается уравнением (2) (строго говоря, скорость должна быть анизотропна). Линеари-

зованные уравнения для He^3 -В имеют вид

$$\ddot{\varphi} - c_i^2 \Delta \varphi - (c_i^2 - c_l^2) \nabla \operatorname{div} \varphi = 0. \quad (4)$$

Ясно, что углы поворота спинового пространства в твердом теле и в жидкости на границе равны друг другу, так как нет оснований для того, чтобы энергия обменного взаимодействия между атомами кристалла и жидкости была мала по сравнению с обменной энергией в кристалле. Линейризованные граничные условия при учете поверхностной намагниченности, параллельной l (см. § 1), получаются следующими:

$$\begin{aligned} & \frac{\chi c_i^2}{\chi_{\perp} c^2} \left\{ \frac{\partial \varphi}{\partial z} + \left(\frac{c_i^2}{c_l^2} - 1 \right) n (\nabla \varphi) \right\} \Big|_{+0} = \\ & = \left\{ \frac{\partial \varphi}{\partial z} - l_0 \left(l_0 \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right) \right\} \Big|_{-0} + \frac{\gamma M}{\chi_{\perp} c^2} [\dot{\varphi} l_0]. \end{aligned} \quad (5)$$

Приведем здесь для примера выражения для вероятности отражения плоскополяризованного магнона, падающего нормально на границу из кристалла с изменением поляризации на перпендикулярную к первоначальной:

$$W = 4\eta \{ (1+Z)^2 + \eta \}^{-2}, \quad \eta = (\gamma M / \chi_{\perp} c)^2, \quad Z = \chi c_i / \chi_{\perp} c, \quad (6)$$

и для полной вероятности перехода магнона в жидкость:

$$W_i = 4Z / [(1+Z)^2 + \eta]. \quad (7)$$

Величина Z является, таким образом, магنونным импедансом (по аналогии с акустическим импедансом). Экспериментальные данные по восприимчивости [8], скорости спиновых волн в твердом [9] и в жидком [10] состояниях указывают на то, что Z существенно не отличается от единицы. Величине η также нет оснований быть аномально большой. Поэтому теплопередача за счет обмена магнонами должна быть эффективна.

Благодарю А. Ф. Андреева и М. И. Каганова за полезное обсуждение.

Литература

1. Андреев А. Ф., Марченко В. И. УФН, 1980, 130, 39.
2. Андреев А. Ф. ЖЭТФ, 1978, 74, 786.
3. Leggett A. J. Rev. Mod. Phys., 1975, 47, 331.
4. Андреев А. Ф., Паршин А. Я. ЖЭТФ, 1978, 75, 1511.
5. Кешишев К. О., Паршин А. Я., Бабкин А. В. Письма в ЖЭТФ, 1979, 30, 63.
6. Марченко В. И., Паршин А. Я. Письма в ЖЭТФ, 1980, 31, 767.
7. Osheroff D. D., Cross M. C., Fisher D. S. Phys. Rev. Lett., 1980, 44, 792.
8. Prewitt T. C., Goodkind J. M. Phys. Rev. Lett., 1977, 39, 1283.
9. Osheroff D. D., Yu C. Phys. Lett., 1980, 77A, 458.
10. Osheroff D. D. Physica, 1977, 90B, 20.

Институт физики
твёрдого тела
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
2.X.1980

EXCHANGE EFFECTS AT THE BOUNDARIES OF MAGNETIC SUBSTANCES

V. I. Marchenko

The boundary conditions at the surface of antiferromagnets are considered by neglecting relativistic effects. The spectrum of the surface spin waves may either be linear or $\omega \sim k^{3/2}$. It is shown that at the solid-liquid He^3 interface heat exchange at $T < 1$ mK is mainly due to magnons. In this case the Kapitza resistance is not large.