Письма в ЖЭТФ, том 42, вып. 2, стр. 59 – 61 25 июля 1985 г.

ДИНАМИКА МЕЖФАЗНОЙ ГРАНИЦЫ ПРИ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДАХ ПЕРВОГО РОДА

Т.К.Соболева, Е.П.Стефановский, А.Л.Сукстанский

Рассмотрена динамика межфазной границы, возникающей при спин-переориентационном фазовом переходе первого рода в антиферромагнетиках. Найдена предельная скорость ее движения как функция внешних воздействий на систему.

В большинстве работ, посвященных исследованию нелинейных явлений в кинетике фазовых переходов (ФП) первого рода типа "порядок – беспорядок" используется разложение термодинамического потенциала системы по степеням параметра порядка и его производным (см., например, [1]). При этом эволюция параметра порядка (ПП) описывается известным уравнением Ландау – Халатникова [2], которое имеет решение типа кинка, соответствующее равномерно движущейся межфазной границе (МГ). Такой подход оправдан лишь в том случае, когда ПП и его градиенты малы, т.е. имеет место ФП первого рода, близкий ко второму.

В настоящем сообщении мы рассмотрим нелинейную динамику МГ, возникающей при температурной спиновой переориентации (СП) в антиферромагнетиках (АФМ), полагая для определенности, что участвующие в СП ФП первого рода магнитные фазы отличаются ориентацией вектора АФМ $\mathbf{l}$ на угол $\pi/2$. В этой ситуации очевидна неприменимость вышеизложенного подхода и для описания движения МГ будут использованы динамические уравнения Ландау – Лифшица для намагниченности.

Следует сделать два важных замечания. Во-первых, при ФП первого рода, вообще говоря, имеет место скачок энтропии системы. Поэтому, наряду с эволюционным уравнением для ПП необходимо решать и уравнение теплового баланса в системе. Однако в рассматриваемом нами случае СП ФП скачок энтропии мал в меру малости релятивистских взаимодействий по сравнению с обменными[1)] и его можно не учитывать. Во-вторых, при ФП первого рода, близких ко второму, необходимо в уравнении эволюции для ПП учитывать случайную силу, обусловленную флуктуациями в системе [3]. При СП ФП первого рода интервал сосуществования магнитных фаз достаточно велик (достигает нескольких градусов и даже десятков градусов), т.е. существует широкий интервал температур, в котором выполнен критерий Гинзбурга – Леванюка и в котором флуктуациями можно пренебречь.

Учитывая сделанные выше замечания, мы будем описывать движение МГ уравнениями Ландау – Лифшица с учетом релаксационного слагаемого в форме Гильберта. Как показано в [4,5], эти уравнения в двухподрешеточном АФМ сводятся к одному эффективному уравнению движения для угла отклонения θ вектора АФМ $\mathbf{l}$ от избранной оси в кристалле:

$$\alpha \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial \xi^2} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 \theta}{\partial t^2}\right) - A \sin\theta\cos\theta - B\sin 2\theta\cos 2\theta = \lambda \frac{\partial \theta}{\partial t} . \qquad (1)$$

Здесь $c = \frac{1}{2} g M_0 (\alpha\delta)^{1/2}$ – минимальная фазовая скорость спиновых волн, M_0 – намагниченность насыщения подрешеток АФМ, g – гиромагнитное отношение, α и δ – постоянные неоднородного и однородного обменного взаимодействия, соответственно, A и B – некоторые комбинации феноменологических постоянных АФМ, которые, вообще говоря, есть функции температуры и внешних полей, λ – параметр затухания Гильберта, ξ – координата, вдоль которой имеет место магнитная неоднородность (МГ предполагается плоской).

---

1) При ФП первого рода типа магнитного упорядочения скачок энтропии имеет обменное происхождение и им пренебречь нельзя.

Стационарные однородные решения уравнения (1) при $B > 0$ отвечают равновесным магнитным состояниям ϕ_1 ($\theta = 0$) и ϕ_2 ($\theta = \pi/2$)[2)]. При этом области устойчивости фаз ϕ_1 и ϕ_2 ($A \geqslant -2B$, $A \leqslant 2B$, соответственно) перекрываются и в точке (на линии), определяемой условием $A = 0$, имеет место СП ФП первого рода $\phi_1 \rightleftarrows \phi_2$.

При $A > 0$ (1) с граничными условиями $\theta(\xi \to \pm\infty) = 0$ или π, $\frac{\partial\theta}{\partial\xi}(\xi \to \pm\infty) = 0$, соответствующими фазе ϕ_1, имеет стационарное решение

$$\operatorname{tg}\theta = \sqrt{\frac{A + 2B}{A}}\,\operatorname{sh}^{-1}\left(\xi\sqrt{(A + 2B)/\alpha}\right), \tag{2}$$

которое описывает 180° доменную границу (ДГ) в фазе ϕ_1. В области метастабильности фазы ϕ_1 ($-2B \leqslant A \leqslant 0$) уравнение (1) с этими же граничными условиями имеет стационарное решение солитонного типа [5], являющееся неустойчивым.

Аналогичные решения имеют место и для фазы ϕ_2, в которой $\theta(\xi \to \pm\infty) = \pm\pi/2$, $\frac{\partial\theta}{\partial\xi}(\xi \to \pm\infty) = 0$.

Наконец, при $A = 0$, т.е. в точке ФП первого рода, стационарное решение уравнения описывает 90° ДГ (МГ, разделяющую фазы ϕ_1 и ϕ_2)

$$\operatorname{tg}\theta = \exp(-\xi/\xi_0), \quad \xi_0 = \sqrt{\alpha/2B}, \tag{3}$$

где ξ_0 — эффективная толщина МГ. Подчеркнем, что покоящаяся МГ существует только в точке фазового равновесия ($A = 0$).

При отклонении внешних параметров от этой точки уже сформировавшаяся МГ начнет перемещаться таким образом, что доля термодинамически более выгодной фазы будет увеличиваться. Такая ситуация имеет место, например, в задаче о росте зародышей при ФП первого рода (одномерность МГ оправдана при достаточно большом радиусе кривизны R переходного слоя, $R \gg \xi_0$) и при нарушении фазового равновесия в двухфазной системе типа термодинамически устойчивой полосовой переходной доменной структуры (промежуточного состояния) [7,8].

Решение уравнения (1), соответствующее равномерно движущейся 90° МГ (плоский фронт фазового превращения), имеет вид

$$\operatorname{tg}\theta = \exp\left(-\frac{\xi - vt}{\xi_0\sqrt{1 - (v/c)^2}}\right), \tag{4}$$

причем скорость ее движения v определяется балансом между "силой давления", т.е. мерой отклонения системы от положения фазового равновесия, и "силой трения" $\lambda\partial\theta/\partial t$:

$$v = \frac{\mu|A|}{\sqrt{1 + (\mu A/c)^2}}, \quad \mu = \xi_0/\lambda. \tag{5}$$

Отметим, что, в отличие от рассматриваемой задачи, при ФП типа упорядочения скорость МГ определяется скоростью теплопередачи в системе.

Как следует из (5), скорость движения МГ (как и 180° ДГ [4,5]) не превышает минимальную фазовую скорость спиновых волн c. Очевидно, что наибольшая возможная скорость МГ v_m достигается в районе границ области метастабильности, т.е. при $|A| \to 2B$. Подставляя для оценок характерные значения параметров для АФМ типа редкоземельных ортоферритов ($\delta \sim 10^4$, $c \sim 10^6$ см/с, $\lambda g M_0 \sim 10^{-4}$, $B \sim 10^{-1}$), получим, что величина v_m формально может достигать значений, близких к предельной скорости c. Поэтому, кроме отмеченной

1) Аналогичным образом могут быть рассмотрены МГ, разделяющие фазы с иными значениями равновесных углов. Движение 90° МГ при спин-флоп ФП изучено в работе [6].

выше необходимости учета флуктуаций при $|A| \to 2B$, возникает еще одно ограничение, связанное с неприменимостью макроскопического описания МГ при $v \to c$ (при этом эффективная толщина МГ $\xi_0 \sqrt{1-(v/c)^2}$ становится порядка постоянной решетки).

Литература

1. *Cordon A.* Phys. Lett., 1983, 99A, 329.
2. *Ландау Л.Д., Халатников И.М.* (Ландау Л.Д. Сборник трудов, М.: Наука,), 1969, 2, 218.
3. *Паташинский А.З., Шумило Б.И.* ЖЭТФ, 1979, 77, 1417.
4. *Барьяхтар И.В., Иванов Б.А.* ФНТ, 1979, 5, 759.
5. *Барьяхтар В.Г., Иванов Б.А., Сукстанский А.Л.* ЖЭТФ, 1980, 78,1509
6. *Иванов Б.А.* ЖЭТФ, 1980, 79, 581.
7. *Барьяхтар В.Г., Боровик А.Е., Попов В.А.* Письма в ЖЭТФ, 1969, 9, 634.
8. *Дудко К.Л., Еременко В.В., Фридман В.М.* ЖЭТФ, 1971, 61, 678.

Поступила в редакцию
9 апреля 1985 г.
После переработки
6 июня 1985 г.

Донецкий
физико-технический институт
Академии наук Украинской ССР