Письма в ЖЭТФ, том 54, вып. 9, стр. 506 — 509 10 ноября 1991 г.

ОСЦИЛЛЯЦИИ ААРОНОВА–КАШЕРА В МЕЗОСКОПИЧЕСКИХ МАГНИТНЫХ КОЛЬЦАХ

Э.Н.Богачек, И.В.Криве[1)]

[1)] *Харьковский государственный университет*
310077, Харьков
Харьковский физико-технический институт низких температур АН УССР

Поступила в редакцию 12 сентября 1991 г.

Предложены твердотельные реализации эффекта Ааронова–Кашера в мезоскопических магнитных кольцах, проявляющиеся в осциллирующей зависимости термодинамических величин при изменении потока электрического поля $\oint \vec{E}d\vec{s}$, создаваемого заряженной нитью, с периодом hc/μ_s, где μ_s - проекция магнитного момента на направление нити.

Топологические квантовые эффекты, демонстрирующие необычные предсказания квантовой физики, всегда вызывали особый интерес. Наиболее известный из них - эффект Ааронова–Бома (АБ). В настоящее время этот фундаментальный квантовый эффект проверен не только в экспериментах с пучками заряженных частиц в вакууме (см., например, [1,2]), но и в конденсированных средах [3,4]. Здесь он проявляется в форме осцилляций термодинамических и кинетических характеристик неодносвязных мезоскопических образцов при изменении магнитного потока.

В 1984 г. Ааронов и Кашер рассмотрели ситуацию дуальную эффекту АБ. Они показали, что при движении нейтральной частицы с магнитным моментом в электрическом поле однородно заряженной нити волновая функция частицы при полном обходе приобретает фазу, не зависящую от формы траектории [5]

$$\Delta\phi = \frac{1}{\hbar c}\int [\vec{E},\mu] d\vec{l} = \frac{4\pi\tau\mu_s}{\hbar c} = 2\pi\frac{F}{F_0}. \qquad (1)$$

Здесь τ - линейная плотность заряда на нити, μ_s - проекция магнитного момента на нить, $F = \oint \vec{E}d\vec{S} = 4\pi\tau$ - поток электрического поля через контур траектории, $F_0 = hc/\mu_s$. Предсказанный в [5] эффект был недавно проверен в экспериментах с поляризованными нейтронными пучками в вакууме [6]. Поэтому актуальным представляется вопрос о проявлениях эффекта Ааронова-Кашера (АК) в конденсированных средах.

В работе [7] впервые проанализированы свойства мезоскопического металлического кольца в условиях эксперимента АК и показано существование осцилляций индуцированной намагниченности системы по потоку электрического поля (1) с периодом hc/μ_s. В постановке опыта, предложенного в [7], по существу, изучалась интерференция АБ- и АК-фаз, поскольку поляризация электронов "осуществлялась" слабым магнитным полем, параллельным заряженной нити. С точки зрения "чистого" эксперимента АК, более привлекательными представляются магнитные системы, в которых электромагнитный потенциал взаимодействует только с магнитным моментом среды. Изучению этих эффектов посвящена настоящая работа.

Рассмотрим вначале антиферромагнитное кольцо мезоскопического размера L, через плоскость которого проходит однородно заряженная нить с плотностью заряда τ на единицу длины. При $T \neq 0$ в кольце имеется конечная плотность термически возбужденных магнонов, и их взаимодействие с электрическим полем нити приводит к АК-осцилляциям.

Для того, чтобы фиксировать проекцию спина магнонов (± 1) на заряженную нить (z), включим магнитное поле H вдоль оси z. Рассчитаем свободную энергию газа магнонов в квазиодномерных антиферромагнитных цепочках целого спина (см., например, [8]). В этом случае в спектре возбуждений имеется щель Δ [9] и одночастичные энергии магнонов во внешних АК и магнитном полях в кольце длины L принимают вид

$$\omega_{\pm} = [(2\pi T_K)^2(n \pm F/F_0)^2 + \Delta^2]^{1/2} \pm \epsilon_H. \tag{2}$$

Здесь $T_K = \hbar v/L$ и $\epsilon_H = \mu H$ - характерные энергии размерного квантования и парамагнитного расщепления, v - скорость магнонов, $\mu \cong 2\mu_B$ - магнитный момент магнонов.

Стандартный расчет плотности свободной энергии газа магнонов со спектром (2) приводит к следующему точному выражению для осциллирующей части свободной энергии

$$F_{osc} = \frac{4\Delta}{\pi L}\sum_{k,s=1}^{\infty} \cos(2\pi k F/F_0)\mathrm{ch}(s\epsilon_H/T)\frac{K_1\{[(k\Delta/T_K)^2 + (s\Delta/T)^2]^{1/2}\}}{[k^2 + (sT_K)^2]^{1/2}}, \tag{3}$$

где $K_1(z)$ - функция Макдональда.

Согласно (3) свободная энергия газа магнонов в АК-поле осциллирует по потоку электрического поля F (1) с нормальным периодом $\hbar c/\mu$, и в этом смысле имеется полная аналогия с АБ-осцилляциями при замене $F \to \Phi$, $\mu \to e$ (Φ - поток магнитного поля, e - электрический заряд). С ростом температуры амплитуда осцилляций увеличивается и такая тенденция противоположна, наблюдаемой в металлах [10,3], и аналогична температурной зависимости, предсказываемой для диэлектриков [11] и полупроводников [12]. Аномальная температурная зависимость в данном случае обусловлена тем, что с ростом температуры увеличивается равновесная плотность магнонов.

При низких температурах, $T \ll \Delta$, плотность магнонов экспоненциально мала и осцилляции АК, обязанные вкладу квазичастиц, исчезают. Возникает вопрос о реакции вакуума антиферромагнитного кольца на АК-поле. В основном состоянии магнитный момент антиферромагнетика равен нулю, и поэтому прямое взаимодействие электрического поля с параметром порядка системы (вектором антиферромагнетизма) отсутствует. Квантовые флуктуации спинов на узлах могут индуцировать $\vec{E} \times \vec{\mu}$-взаимодействие в эффективном длинноволновом лагранжиане, что приведет к конечной амплитуде АК-осцилляций и при $T = 0$. Эта задача будет рассмотрена авторами отдельно. Здесь же мы проанализируем отклик на АК-поле ферромагнитного кольца в основном состоянии.

Напомним, что нерелятивистская энергия взаимодействия электрического поля E с магнитным моментом μ имеет вид [13]

$$\epsilon = \frac{1}{c}\vec{\mu}[\vec{E}, \vec{v}], \tag{4}$$

где $\vec{v}$ - скорость частицы, несущей магнитный момент μ. Для локализованных магнитных моментов роль угловой скорости ($\dot{\phi}$) может выполнять обобщенная скорость прецессии спинов $\dot{\Phi}$. Действительно, в поле заряженной нити (вдоль оси z) энергия (4) принимает вид

$$\epsilon = \frac{2\mu_z\tau}{c}\dot{\phi} = \frac{F}{F_0}\dot{\phi} \tag{5}$$

Для того, чтобы взаимодействие (5) не носило силового характера, проекция магнитного момента на направление нити должна сохраняться (и, следовательно, не должна зависеть от времени z-компонента суммарной намагниченности кольца). Далее при однородном (по углу ϕ) распределении намагниченности

$$M = M_0(\sin\theta\sin\Phi,\ \ \sin\theta\cos\Phi,\ \ \cos\theta), \tag{6}$$

$\theta = \theta_0$, $\Phi = \phi_0$, реакция вакуума на АК-поле согласно (5) отсутствует. Для топологически нетривиальных конфигураций $\theta = \theta_0$, $\Phi = n\phi$ (из условия однозначности M на кольце следует, что n - целое число) возникает отличный от нуля вклад АК-взаимодействия в энергию вакуума

$$\epsilon_{AC} = \frac{F}{F_f}\dot{\Phi}, \qquad F_f = hc/\mu_f, \tag{7}$$

где $\mu_f = \mu/n$ - "дробный" момент на узле. Выражение (7) можно рассматривать как феноменологическую энергию когерентного АК-взаимодействия в ферромагнетике. При таком подходе магнитный момент μ, вообще говоря, не обязан совпадать с магнитным моментом на узле. Он может, например, характеризовать магнитные свойства кластера, спины которого прецессируют с одной и той же фазой. Иными словами μ в (7) определяет магнитный момент на длине магнитной когерентности.

Как и следовало ожидать, энергия (7) имеет вид полной производной по времени и сказывается только на квантовых свойствах системы. Легко также проследить, что ϵ_{AC} тождественно равна нулю в односвязной геометрии. Отметим также, что при постоянном угле наклона $\theta = \theta_0$ рассматриваемая конфигурация намагниченности кольца при $n = 1$ в точности совпадает с предложенной в [14] для изучения квантовых осцилляций, обязанных фазе Берри (см. также [7]).

Полный лагранжиан азимутальной динамической степени свободы $\Phi(t)$, включающий кинетическую энергию когерентной прецессии спинов кольца совпадает с лагранжианом квантовой частицы на окружности

$$L_\Phi = \frac{I_{eff}}{2}\dot{\Phi}^2 + \frac{\Theta_v}{2\pi}\dot{\Phi}. \tag{8}$$

В нашем случае $\Theta = 2\pi F/F_f$, а эффективный момент инерции зависит от анизотропных свойств ферромагнитной частицы. Например, для анизотропии типа "легкий конус" с углом раствора θ_0 $I_{eff} = A^{-1}(M_0/\mu)^2$, где A - полная энергия магнитной анизотропии кольца. Хорошо известно, это термодинамические характеристики динамической системы (8) периодически зависят от вакуумного угла Θ_v. В частности, при нулевой температуре осциллирующая часть энергии основного состояния кольца имеет вид [15]

$$\delta E_{osc} = \frac{A}{2}(\frac{\mu}{M_0})^2\{\{\frac{F}{F_f}\}\}^2, \tag{9}$$

где $\{\{x\}\}$ - дробная часть числа x до ближайшего целого. Эти осцилляции аналогичны АБ-осцилляциям в кольцевых проводниках с несоизмеримой волной зарядовой плотности [15].

Авторы благодарны О.Б.Заславскому, И.Щ.Кулику и В.М.Цукернику за полезные обсуждения и стимулирующую критику.

1. Loinger A., Riv. Nuovo Cim., 1987, 10, 1.
2. Афанасьев Г.Н., ЭЧАЯ, 1990, 21, 172.
3. Bogachek E.N., Kulik I.O., In: Progress in High Temperature Superconductivity. Eds. A.Barone, A.Larkin, Singapore: Scientific World, 1987, 4, 80.

4. Aronov A.G., Sharvin Y.V., Rev. Mod. Phys., 1987, 59, 755.
5. Aharonov Y., Casher A., Phys. Rev. Lett., 1984, 53, 319.
6. Cimino A. et al., Phys. Rev. Lett., 1989, 63, 380.
7. Bogachek E.N., Krive I.V., Kulik I.O., Rozhavsky A.S., Int. J. Mod. Phys. 1991, to be published.
8. Affleck I., Phys. Rev. B, 1990, 41, 6697.
9. Haldane F.D.M., Phys. Lett., A, 1983, 93, 464.
10. Кулик И.О., Письма в ЖЭТФ, 1970, 11, 407.
11. Богачек Э.Н., Криве И.В., Рожавский А.С., ТМФ, 1990, 83, 115.
12. Богачек Э.Н., ФНТ, 1990, 16, 1275.
13. Берестецкий В.Б., Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П., Релятивистская квантовая теория. Часть 1., М.: Наука, 1968.
14. Loss D., Goldbart P., Balatsky A.V., Phys. Rev. Lett., 1990, 65, 1655.
15. Богачек Э.Н., Криве И.В., Кулик И.О., Рожавский А.С., ЖЭТФ, 1990, 97, 603.