

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ТОК МЕЖДУ СУПЕРПАРАМАГНИТАМИ КАК ДИНАМИКА УРОВНЕЙ ЛАНДАУ

В. Н. Кондратьев^{а, б, 1}, В. А. Осипов^а

^а Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

^б Государственный университет «Дубна», Дубна, Россия

Поток бесспиновых квазичастиц — носителей электрического заряда — между суперпарамагнитными частицами рассматривается в свете динамики изменения энергии и переходов между уровнями Ландау. Возникающее гигантское магнитосопротивление определяется соотношением соответствующего их времени пролета и релаксации и может быть значительным при комнатных температурах.

Transport of spinless quasiparticles — electric charge carriers — between superparamagnetic particles is considered as dynamics of the energy change and transitions between the Landau levels. The arising giant magnetoresistance is determined by the ratio of the respective time of flight and relaxation and can be significant at room temperatures.

PACS: 05.70.Fh; 05.50.+q; 05.70.jk

ВВЕДЕНИЕ

Достижения в области микро- и нанотехнологий привели к широкому использованию спинтронных датчиков магнитосопротивления (МС) и/или магниторезистивных датчиков как для записывающих, так и не записывающих приложений. Такие ультрасовременные магниторезистивные спинтронные датчики обладают высокой чувствительностью детектируемого сверхслабого поля, отвечают требованиям интеллектуальных сенсорных приложений в областях интернета, мобильных устройств, космических технологий, авиации, утечки магнитного потока, домотики, окружающей среды, здравоохранения и медицины. Более того, возможность их настройки и миниатюризации, простота интеграции и экономичность делают эти датчики уникально конкурентоспособными с точки зрения массовых применений и производства.

Эффект гигантского магнитосопротивления (ГМС) был первоначально найден в магнитных многослойных системах [1, 2], а также для металлических матриц, заполненных магнитными частицами [3]. Применение немагнитных проводящих гелиевых матриц для магнитных наночастиц, т. е. суперпарамагнитных (СПМ) частиц

¹E-mail: vkondrat@theor.jinr.ru

позволило получить значительный [4] эффект ГМС. Стоит отметить здесь, что такие ансамбли частиц СПМ проявляют суперферромагнитные (СФМ) свойства [4–7].

В этом исследовании обсуждаются магниторезистивные датчики поля, основанные на использовании СПМ-ансамблей, рассмотрено изменение проводимости в зависимости от направления магнитного момента СПМ-частиц. Выводы представлены в заключении.

МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ С ПЕРЕХОДАМИ ЛАНДАУ–ЗЕНЕРА

Рассмотрим динамику бесспиновых квазичастиц (КЧ) между двумя СПМ, помеченными на рис. 1 как 1 и 2 и расположенными на расстоянии l . В непосредственной близости от СПМ-частицы с локальной намагниченностью при напряженности поля B состояние КЧ соответствует уровню Ландау (УЛ) с энергией $w_L = \mu_B B / m c$, магнетон Бора μ_B и эффективной массой m в единицах массы электрона m_e , т. е. $m = m_p / m_e$. В случае малой величины массы m (стремящейся к нулю [8]) соответствующая энергия становится $(2v_F B)^{1/2}$. Здесь и в дальнейшем мы используем естественные единицы $e = \hbar = 1$, если не указано иное. Уместно заметить, что при напряженности поля $B \sim 1$ кГс и типичной скорости Ферми, например, графена $v_F \approx 10^6$ м/с значение $w_L \sim 10^3$ К. При низкой температуре $T \sim w_L$ и плотности занят только нижайший УЛ (НУЛ).

При параллельном направлении магнитного момента СПМ, когда $\mathbf{V}_1 = \mathbf{V}_2$, энергия НУЛ-состояния показывает плавное пространственное поведение. Тогда сопротивление определяется временем релаксации τ_{rel} . Для антипараллельной ориентации СПМ, при $\mathbf{V}_1 = -\mathbf{V}_2$, верхний E_1 и нижний E_2 НУЛ адиабатические термы $|i\rangle$ пересекаются (рис. 1, а). Соответствующие адиабатические термы в точке пересечения разделены из-за остаточного взаимодействия. Такое расщепление уровней можно характеризовать величиной δ , которая определяется недиагональной частью матричного элемента Гамильтона. Подобное взаимодействие двухуровневой системы соответствует половине расстояния между двумя возмущенными собственными адиабатическими энергиями в точке квазипересечения. Соответствующее значение можно рассматривать как флуктуирующую величину [9]. Для рассмотрения чувствительности к об-

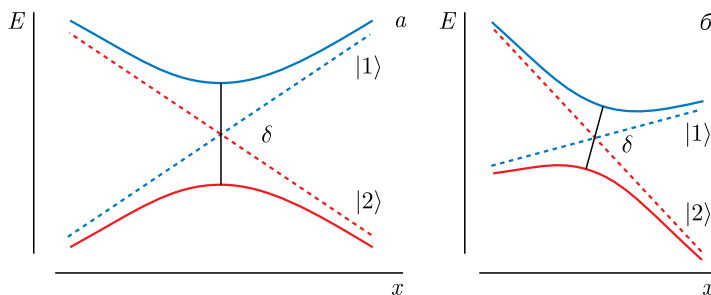


Рис. 1. Схематический вид НУЛ диабатических $|i\rangle$ (штриховые линии) и адиабатических $|i\rangle$ (сплошные линии) термов вблизи точки пересечения для нулевого (а) и конечного (б) электрического поля

щим свойствам системы мы используем очень общий вид распределения для расщепления δ :

$$W(\delta) = C_n \left(\frac{\delta^n}{R^{n+1}} \right) \exp \left\{ -\frac{\delta^2}{R^2} \right\}, \quad (1)$$

где C_n — нормировочный коэффициент, а параметр n определяется условиями симметрии: унитарный ансамбль соответствует распределению Вигнера и величина $n = 1$, в случае симплектического ансамбля $n = 3$. Следует отметить, что обычно рассматриваются смешанные ансамбли энергетических уровней. Кроме того, параметр n может измениться из-за дополнительных ограничений на уровни энергии. Пренебрегая нулевыми колебаниями при заметной температуре T , применив флуктуационно-диссипационную теорему [9], получаем соотношение $R^2 \approx T/\tau_{\text{rel}}$.

Таким образом, при адиабатическом движении заряда (КЧ) случай антипараллельного направления СПМ подразумевает блокирование электрического тока (см. рис. 1, б). Ненулевой ток возникает в результате неадиабатических эффектов, вызывающих переходы между адиабатическими уровнями. Используя формулу Ландау–Зенера–Штюкельберга [10], вероятность P_j перехода между адиабатическими термами запишем как

$$P_j = \exp \{ -2\pi\Gamma \}, \quad \Gamma = \delta^2 \left/ \left| \frac{d(E_1 - E_2)}{dt} \right| \right|. \quad (2)$$

Для свободной динамики КЧ получаем $|dE_i/dt| = |dE_i/dB| |dB/dx| |dx/dt| = 2w_L/\tau_p$, где $\tau_p = l/v_F$ дает время пролета для КЧ между СПМ 1 и 2 при энергии Ферми. Следовательно, для средней вероятности сохранения тока, определяющей проводимость, можно записать

$$P_b = \int d\delta W(\delta) P_j. \quad (3)$$

Используя уравнения (1)–(3), получаем

$$P_b = (1 + \eta)^{-(n+1)/2}, \quad (4)$$

где $\eta = \pi (T\tau_p/w_L\tau_{\text{rel}})$. Величина P_b представляет количественную характеристику отношения проводимостей для антипараллельной $\sigma_{\text{ап}}$ и параллельной $\sigma_{\text{п}}$ ориентаций СПМ $P_b = \sigma_{\text{ап}}/\sigma_{\text{п}}$.

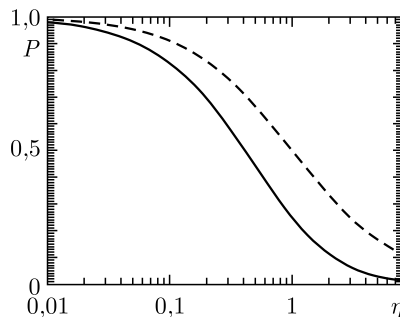


Рис. 2. Зависимость от параметра η фактора подавления ($P_b = \sigma_{\text{ап}}/\sigma_{\text{п}}$, см. (4) и обсуждение там) проводимости при антипараллельной ($\sigma_{\text{ап}}$) и параллельной ($\sigma_{\text{п}}$) ориентациях СПМ

Таким образом, отношение времен пролета между СПМ и релаксации (τ_p/τ_{rel}) имеет определяющее значение для эффекта ГМС в рассматриваемых системах. Как видно на рис. 2, эффект блокировки электрического тока при антипараллельной ориентации СПМ усиливается при увеличении параметра η . Для ортогонального ансамбля подобное усиление происходит плавнее, чем в случае симплектического ансамбля. Наиболее резкое изменение магнитосопротивления для симплектического ансамбля наблюдается в области $\eta \approx 0,3$, а для ортогонального при $\eta \approx 0,6$. Такое поведение возникает потому, что максимум распределения в уравнении (1) для симплектического ансамбля соответствует большим значениям δ по сравнению с унитарным.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрена динамика бесспиновых заряженных квазичастиц между суперпарамагнитными наночастицами. При относительно небольшой эффективной массе квазичастиц их транспорт определяется свойствами уровней Ландау. В случае параллельного направления СПМ-полей энергия уровней Ландау показывает плавное пространственное поведение, когда электрическое сопротивление определяется временем релаксации τ_{rel} .

Для антипараллельной ориентации СПМ-полей уровни Ландау, закрученные вверх и вниз, пересекаются. Такая геометрия подразумевает блокирование тока. Однако в точке квазипересечения уровней переход Ландау–Зенера частично восстанавливает электрическую проводимость. При этом эффект гигантского магнитосопротивления определяется отношением времен пролета между СПМ τ_p и релаксации τ_{rel} : (τ_p/τ_{rel}). Когда эта величина значительна, ГМС может быть большим. Например, в случае соотношения (τ_p/τ_{rel}) ~ 1 и $H \sim 1$ кГс сигнал ГМС может достигать десятков процентов уже при комнатной температуре. Такие свойства вместе с возможностью гибкого механизма расположения СПМ позволяют реализовать системы гранулированных датчиков ГМС особенно высокой чувствительности.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Baibich M. N., Broto J. M., Fert A., Nguyen Van Dau F., Petroff F.* Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices // *Phys. Rev. Lett.* 1988. V. 61. P. 2472.
2. *Binasch G., Gruenberg P., Saurenbach F., Zinn W.* Enhanced Magnetoresistance in Layered Magnetic Structures with Antiferromagnetic Interlayer Exchange // *Phys. Rev. B.* 1989. V. 39. P. 4828.
3. *Berkowitz A. E., Mitchell J. R., Carey M. J., Young A. P., Zhang S., Spada F. E., Parker F. T., Hütten A., Thomas G.* Giant Magnetoresistance in Heterogeneous Cu–Co Alloys // *Phys. Rev. Lett.* 1992. V. 68. P. 3745.
4. *Meyer J., Rempel T., Schaefers M., Wittbracht F., Mueller C., Patel A. V., Huetten A.* Giant Magnetoresistance Effects in Gel-Like Matrices // *Smart Mater. Struct.* 2013. V. 22. 025032.
5. *Kondratyev V. N., Krylov V. V., Bezshyyko O. A., Golinka-Bezshyyko L. O., Osipov V. A.* Response of Magnetic Nanoparticle Assemblies // *J. Phys. C. S.* 2012. V. 393. 012005.
6. *Kondratyev V. N., Khor'kova N. G., Blanchard Ph., Osipov V. A.* Superferromagnetic Response in Uniform and Sensor Modes // *AIP Conf. Proc.* 2022. V. 2551. 010001.

7. *Kondratyev V.N., Osipov V.A.* Superferromagnetic Sensors // *Nanomanufacturing*. 2023. V. 3. P. 263; <https://doi.org/10.3390/nanomanufacturing3030017>.
8. *Kochetov E.A., Osipov V.A., Pincak R.* Electronic Properties of Disclinated Flexible Membrane beyond the Inextensional Limit: Application to Graphene // *J. Phys.: Condens. Matter*. 2010. V. 22. 395502.
9. *Landau L.D., Lifshitz E.M.* *Statistical Physics*. V. 5. New York: Pergamon Press, 1977.
10. *Landau L.D., Lifshitz E.M.* *Quantum Mechanics*. V. 3. New York: Pergamon Press, 1977.

Получено 31 января 2023 г.