

К ВОПРОСУ О ДЕТЕКТИРОВАНИИ ЕДИНИЧНЫХ ДОМЕНОВ НА ОСНОВЕ АНОМАЛЬНОГО ЭФФЕКТА ХОЛЛА

© 2024 г. М. В. Степушкин

Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
пл. Введенского, 1, Фрязино, Московская обл., 141190 Российская Федерация

E-mail: cokpoveheu@yandex.ru

Поступила в редакцию 23.11.2023 г.

После доработки 10.04.2024 г.

Принята к публикации 05.07.2024 г.

Проведено численное моделирование аномального эффекта Холла в тонкопленочных структурах с сильной перпендикулярной магнитной анизотропией. Найдена зависимость холловского отклика от положения одиночного домена внутри измерительной ячейки — холловского креста. Определены поправки, связанные с неидеальностью структуры — скругленными углами креста. Рассчитан обусловленный аномальным эффектом Холла вклад в холловский отклик скирмиона.

Ключевые слова: аномальный эффект Холла, скирмион

DOI: 10.31857/S0033849424090114, **EDN:** HRBEQV

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Разработка устройств спинтроники и запоминающих устройств, основанных на перемещении магнитных доменов требует наличия простых и надежных способов их детектирования. Одним из них является использование эффекта Холла, который заключается в возникновении поперечного потенциала при протекании тока. В магнитных пленках с сильной перпендикулярной анизотропией, основной вклад в этот процесс определяется аномальным эффектом Холла, величина которого зависит от нормальной составляющей намагниченности пленки. Вклад от классического эффекта Холла, пропорционального величине внешнего магнитного поля, в этом случае незначителен. При наличии в пленке нетривиальных магнитных структур, например скирмионов, возможно возникновение топологического эффекта Холла, однако этот вопрос является дискуссионным [1, 2].

Для регистрации эффекта Холла в пленке обычно формируется измерительная структура в виде креста, подобная показанной на рис. 1.

При протекании через него тока, на перпендикулярных контактах появляется холловское напряжение U_H , пропорциональное нормальной составляющей намагниченности пленки. Максимальное значение $U_{\max}$ достигается, когда пленка однородно намагничена до насыщения в направлении перпендикулярном поверхности пленки. Такое состояние проще всего реализуется в пленках с сильной перпендикулярной анизотропией. При появлении

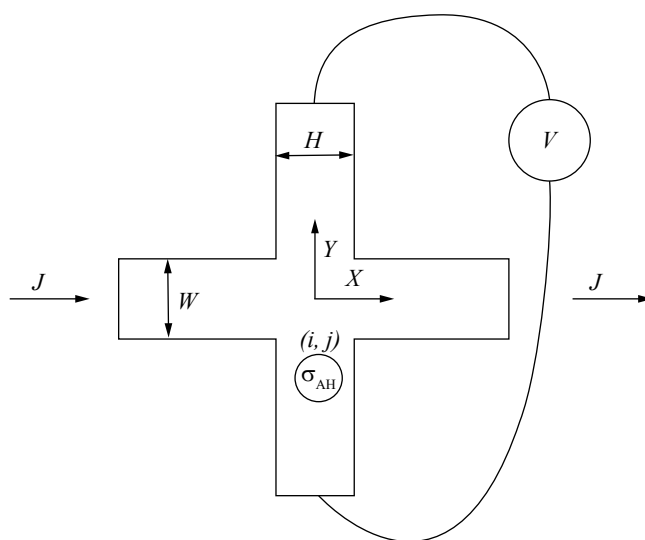


Рис. 1. Схематичное изображение моделируемого креста: направление тока от левого контакта к правому, напряжение снимается с верхнего и нижнего контактов; перемангнитенный домен с координатами (i, j) обозначен кружком с аномальной холловской проводимостью σ_{AH} .

домена, имеющего противоположное направление намагниченности, U_H будет отличаться от $U_{\max}$ на величину ΔU , что и определяет возможность его детектирования. Предельное значение ΔU составляет $2U_{\max}$ и достигается при перевороте намагниченности во всей пленке, включая как область перекрытия контактов (часто называемую рабочей

областью), так и боковые магнитные электроды. При уменьшении размеров домена будет уменьшаться и величина ΔU , причем важным параметром является отношение площади домена S к площади рабочей области $W \times H$, где W и H — ширина токовых и потенциальных контактов. Также величина ΔU будет зависеть от положения домена, уменьшаясь по мере удаления его от рабочей области. Тогда для относительно мелкого домена получаем

$$\Delta U = 2U_{\max} F_{\text{HR}}(x, y) \frac{S}{WH},$$

где $F_{\text{HR}}(x, y)$ — функция отклика (Hall Response), описывающая зависимость от координат.

Целью данной работы является расчет этой функции. Подобная задача теоретически и экспериментально исследовалась ранее в работе [3], однако представленные там результаты не позволяют оценить ряд важных параметров, таких как величина отклика в центре креста. Экспериментально данный вопрос мало изучен. В работе [4] получены данные для нескольких точек, расположенных в середине токового проводника на разном удалении от центра креста. В [5] рассмотрен частный случай перемещения холловского креста за счет движения плоской границы домена. Более подробно теоретически исследовалась в определенной степени схожая задача об отклике, обусловленном не аномальным, а классическим эффектом Холла, когда материал креста немагнитный, а внешнее магнитное поле пространственно неоднородно [6–8]. Было показано, что функция отклика существенно различается для случаев баллистического и диффузного движения электронов. Экспериментальное исследование было выполнено в работе [9], с помощью зонда атомно-силового микроскопа в качестве источника пространственно-локализованного магнитного поля. Интересный способ локального увеличения F_{HR} вблизи одного из потенциальных отводов за счет уменьшения его ширины теоретически и экспериментально рассмотрен в [10, 11].

В данной работе расчет холловского отклика проводится путем численного моделирования аномального эффекта Холла при создании в намагниченной до насыщения пленке домена с противоположным направлением намагниченности. На основании

расчетов найдено распределение функции холловского отклика по площади креста как с прямыми, так и со скругленными углами. Полученная функция использована для расчета аномального эффекта Холла от домена со структурой скирмиона.

2. МОДЕЛЬ

Моделирование проводилось методом конечных элементов. Плоскость образца была разбита на квадратную сетку, для каждой ячейки которой применялись закон Ома и непрерывности токов. Проводимость каждой ячейки определяется тензором

$$\sigma = \begin{pmatrix} \sigma_0 & \sigma_{\text{AH}} \\ -\sigma_{\text{AH}} & \sigma_0 \end{pmatrix}.$$

Величина продольной проводимости σ_0 указывает, является ли ячейка проводящей или изолирующей, а величина аномальной холловской проводимости σ_{AH} — намагниченности или нет. Поскольку токи и напряжения в соседних ячейках влияют друг на друга, расчет проводился итеративно. На рис. 1 показана схема моделируемого креста, в котором сформирован домен с намагниченностью (выражаемой в аномальной холловской проводимости σ_{AH}), отличной от намагниченности остальной пленки.

Протекающий ток задавался как константная величина на границах токовых (горизонтальных) контактов. Холловское напряжение измерялось между верхним и нижним контактами. Рассматриваются только симметричные кресты, у которых ширины контактов одинаковы $W = H$.

Для проводящей ячейки с координатами (i, j) закон Ома записывается как $j = -\sigma \nabla \phi$ или в скалярной форме в виде

$$\begin{aligned} j_{x(i,j)}^{(n)} &= -\frac{\sigma_0}{2} \left(\phi_{(i+1,j)}^{(n)} - \phi_{(i-1,j)}^{(n)} \right) - \frac{\sigma_{\text{AH}}}{2} \left(\phi_{(i,j+1)}^{(n)} - \phi_{(i,j-1)}^{(n)} \right), \\ j_{y(i,j)}^{(n)} &= -\frac{\sigma_0}{2} \left(\phi_{(i,j+1)}^{(n)} - \phi_{(i,j-1)}^{(n)} \right) + \frac{\sigma_{\text{AH}}}{2} \left(\phi_{(i+1,j)}^{(n)} - \phi_{(i-1,j)}^{(n)} \right). \end{aligned}$$

После расчета тока ($j_x^{(n)}, j_y^{(n)}$), текущего через ячейку, на основании потенциалов $\phi^{(n)}$ и токов соседних ячеек, рассчитывался ее потенциал для следующей итерации $\phi^{(n+1)}$:

$$\phi_{(i,j)}^{(n+1)} = \frac{1}{4} \left(\phi_{(i+1,j)}^{(n)} + \phi_{(i-1,j)}^{(n)} + \phi_{(i,j+1)}^{(n)} + \phi_{(i,j-1)}^{(n)} \right) + \frac{1}{8\sigma_0} \left(j_{x(i+1,j)}^{(n)} - j_{x(i-1,j)}^{(n)} + j_{y(i,j+1)}^{(n)} - j_{y(i,j-1)}^{(n)} \right).$$

Для изолирующих ячеек эти формулы неприменимы. Вместо этого ток, проходящий через них (j_x, j_y) задается равным нулю, а потенциал на каждой

итерации корректируется таким образом, чтобы дивергенция тока стала нулевой:

$$\phi_{(i,j)}^{(n+1)} = \phi_{(i,j)}^{(n)} + \frac{1}{2} \left(-\sigma_{0(i+1,j)} j_{x(i+1,j)} + \sigma_{0(i-1,j)} j_{x(i-1,j)} - \sigma_{0(i,j+1)} j_{y(i,j+1)} + \sigma_{0(i,j-1)} j_{y(i,j-1)} \right).$$

Исключением являются ячейки, составляющие левую и правую границы токовых контактов, т.е. служащие токовыми подводящими проводниками. В них величина j_x задается константой и определяет ток, протекающий через образец.

Расчеты показывают, что при «создании домена» (намагничивании ячейки или, иначе говоря, задании $\sigma_{\text{АН}} \neq 0$) вблизи от изолирующей области устойчивость модели нарушается, это приводит к некорректным результатам. Чтобы обойти такое ограничение, по периметру изолирующей области был введен слой из трех проводящих, но немагнитных ячеек. Это вносит в модель некоторую погрешность (примерно на 7% для сетки 156×156 с шириной канала 39 ячеек). (Далее рассмотрим этот вопрос подробнее.)

3. ОТКЛИК ОТ ТОЧЕЧНОГО ДОМЕНА

Пространственное распределение функции отклика определяется путем перемагничивания каждой точки образца (изменение знака $\sigma_{\text{АН}}$ ячейки) с последующим расчетом изменения эффекта Холла. То есть имитируется ситуация, когда в заданной точке образца создавался «идеальный» домен (со стенкой нулевой толщины). Для метода конечных элементов таким минимальным доменом является одна ячейка. В случае аддитивности вклада отдельных доменов полученное распределение отклика позволяет рассчитать эффект Холла от домена любой формы.

Последовательным перебором всех ячеек была построена функция отклика от расположения домена (рис. 2а). Также представлен ее профиль вдоль линии, проходящей через середины токовых контактов (рис. 2б).

Интересно отметить, что характеристика достаточно симметрична, и вклад в эффект Холла в равной степени вносят точки, лежащие как на токовых, так и на потенциальных контактах. Появление домена, занимающего всю рабочую область, приведет к изменению потенциала ΔU на величину, составляющую менее половины от максимального значения $2U_{\text{max}}$. В центральной части рабочей области $F_{\text{HR}}(x,y)$ примерно постоянна и равна $F_0 = F_{\text{HR}}(0,0) \approx 0.5$. Рассмотрим далее, как неидеальность структуры влияет на это значение.

При изготовлении реальных образцов не всегда возможно сделать углы креста идеально ровными, часто они имеют скругления. И, разумеется, это сказывается на величине холловского отклика. Кроме того, в рассматриваемой нами модели присутствуют немагнитные области. Для того чтобы определить вклад обоих этих факторов, был проведен ряд расчетов. На рис. 3а показаны зависимости функции отклика в центре креста F_0 для образцов с разными отношениями радиуса скругления R к ширине токовых контактов W и разной шириной немагнитного слоя по периметру, которая

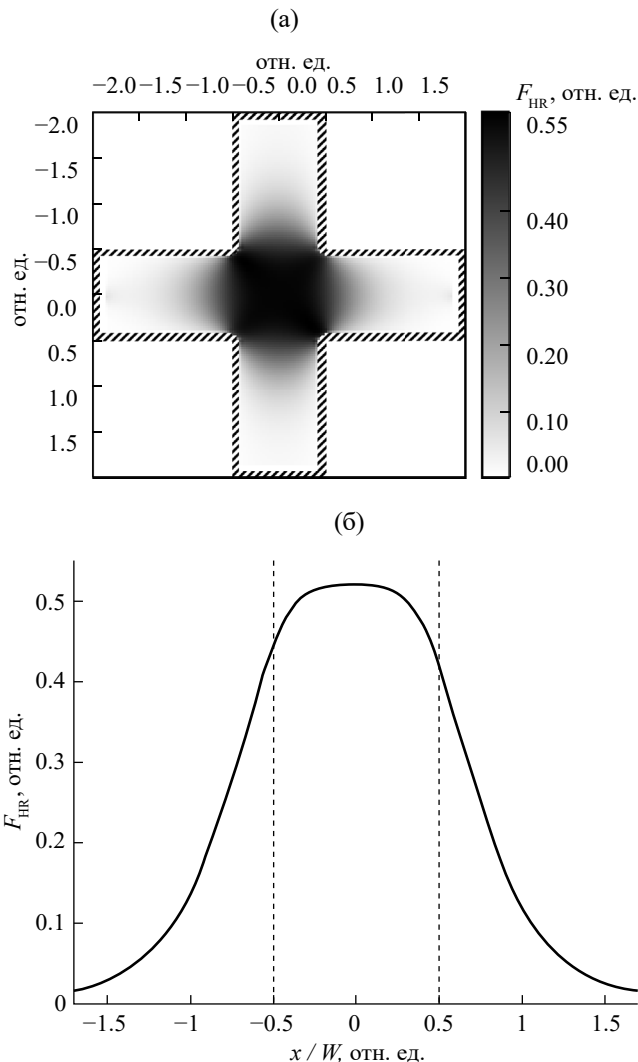


Рис. 2. Зависимость холловского отклика от расположения точечного домена (а) и его профиль вдоль середины токовых контактов (б); края потенциальных контактов отмечены вертикальными штриховыми линиями; размер сетки 156×156 ячеек, ширина канала 39 ячеек, немагнитная область шириной три ячейки отмечена штриховкой. Размеры указаны в относительных единицах, нормированных на ширину канала.

характеризуется отношением количества немагнитных ячеек d к ширине токовых контактов.

Как видно, зависимости близки к линейным, что позволяет рассчитать ожидаемый отклик в образце, не содержащем немагнитных областей. Именно этим была обусловлена ошибка в 7%, упомянутая ранее для образца с сеткой 156×156 и шириной канала 39 ячеек. Результирующая зависимость холловского отклика в образце, не содержащем немагнитных ячеек, от радиуса скругления, приведена на рис. 3б. Эта зависимость также близка к линейной и хорошо описывается формулой

$$F_0 = 0.51 - 0.27(R/W).$$

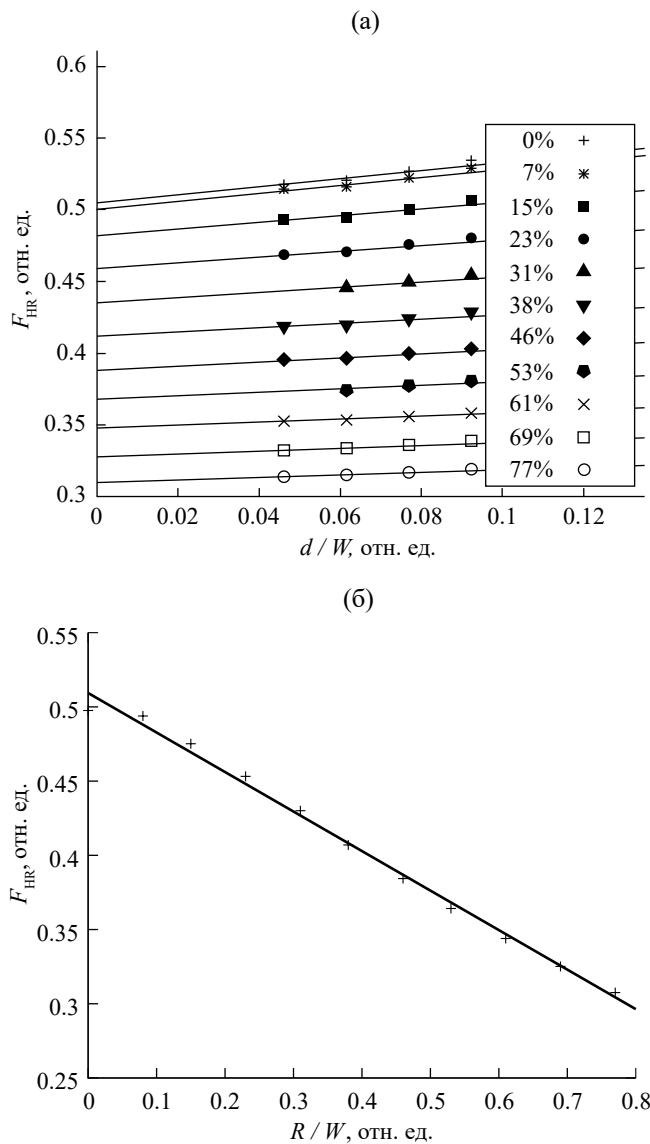


Рис. 3. Значения функции отклика в центре креста для различных радиусов скруглений и ширины немагнитных областей (а) и зависимость отклика в центре креста, не содержащего немагнитных областей, от радиуса скруглений углов (б); размер сетки 260×260 ячеек, ширина канала 65 ячеек.

При изменении радиуса скругления углов меняется не только величина холловского отклика в центральной части, но и его распределение по поверхности образца. На рис. 4 приведены профили зависимости $F_{HR}(x, 0)$ вдоль середины токовых контактов для крестов с различными радиусами скругления.

Полученные результаты можно сравнить с аналитическим расчетом функции отклика классического (нормального) эффекта Холла при диффузном токе в неоднородном магнитном поле [7]. В нашем случае значение F_0 несколько больше. Для креста без скруглений величина холловского

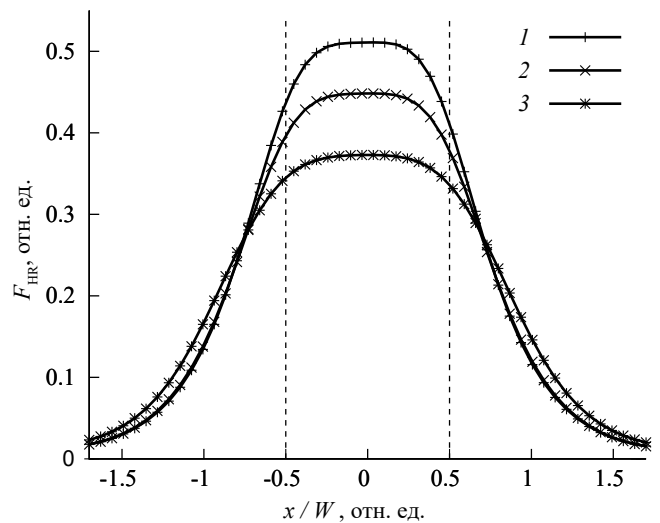


Рис. 4. Профили холловского отклика вдоль середины токовых контактов для различных отношений радиуса скругления к ширине канала: 0 (1), 23 (2) и 51% (3).

отклика составила 0.51 вместо 0.48, а для отношения R/W , равного 0.3, она составила 0.43 вместо 0.38.

4. ОТКЛИК ОТ СКЕРМИОНА

До сих пор рассматривались «идеальные» домены, т.е. с размером, значительно меньшим характерных размеров холловского креста, и нулевой шириной доменной стенки. Другим предельным случаем является скирмион, в котором намагниченность разворачивается плавно. С точки зрения аномального эффекта Холла нам важно учитывать лишь распределение нормальной компоненты намагниченности по площади домена. Оно описано в ряде работ [12–16], описывающих зависимость угла поворота намагниченности от расстояния до центра скирмиона. На основе предложенной в [12] зависимости нормальная составляющая намагниченности, нормированная на намагниченность насыщения M_S , равна

$$\frac{M(x, y)}{M_S} = -\cos \left(2 \arctg \left(\frac{\text{sh}(r/w)}{\text{sh}(\sqrt{x^2 + y^2}/w)} \right) \right),$$

где r — радиус скирмиона, взятый по нулевой намагниченности, w — ширина доменной стенки. Поскольку мы рассматриваем предельный случай, будем считать ее равной радиусу скирмиона.

Для расчета эффекта Холла, обусловленного нахождением скирмиона в заданной точке, проведем интегрирование вклада точек пленки по всей ее плоскости. Для этого разобьем ее на элементарные ячейки бесконечно малого размера $dx \times dy$. Вклад

каждой такой ячейки будет прямо пропорционален ее площади и изменению в ней намагниченности

$$\frac{dU(x, y)}{2U_{\max}} = \frac{M_S - M(x, y)}{2M_S} F_{\text{HR}} \frac{dxdy}{WH}.$$

Поскольку размер скирмиона много меньше размера креста, изменением функции отклика по

его площади можно пренебречь. А за счет того, что функция, описывающая намагниченность, быстро спадает с увеличением расстояния до центра домена, разница между интегралом по всей площади или только по области вблизи домена также оказывается незначительной. Уже при радиусе области интегрирования, равной удвоенному радиусу скирмиона, ошибка составляет менее 2%:

$$\begin{aligned} \frac{\Delta U}{2U_{\max}} &= \int_{-2r}^{2r} \int_{-2r}^{2r} \frac{dU}{2U_{\max}} = \int_{-2r}^{2r} \int_{-2r}^{2r} \frac{M_S - M(x, y)}{2M_S} F_{\text{HR}} \frac{dxdy}{WH} = \\ &= \frac{F_{\text{HR}}}{WH} \int_{-2r}^{2r} \int_{-2r}^{2r} \left(0.5 - 0.5 \cos \left(2 \arctg \left(\frac{\text{sh}(1)}{\text{sh} \left(\sqrt{(x^2 + y^2)} / r \right)} \right) \right) \right) dxdy \approx F_{\text{HR}} \frac{1.66\pi r^2}{WH}. \end{aligned}$$

Отсюда можно найти отклик скирмиона:

$$F_{\text{HR}}^{\text{sk}} = \frac{\Delta U / 2U_{\max}}{\pi r^2 / WH} \approx 1.66 F_{\text{HR}}.$$

Таким образом, отклик скирмиона в 1.66 раз больше отклика цилиндрического домена того же диаметра. Это различие вызвано самим способом измерения радиуса — по половине высоты колокола, при том что область намагниченности, отличной от насыщения, распространяется и за пределы этого круга. Для сравнения с «идеальным» доменом можно считать, что эффективная площадь скирмиона в 1.66 раз больше измеренной, или что радиус скирмиона в 1.3 раза больше радиуса, измеренного по нулевой абсолютной намагниченности.

При моделировании скирмиона было сделано предположение об аддитивности вклада отдельных ячеек. Для его проверки было проведено моделирование при различных размерах и формах доменов, а также различных шаблонах намагничивания всей поверхности образца (в шахматном порядке, одна ячейка из четырех и т.д.). Ни в одном случае разницы, выходящей за пределы точности моделирования, обнаружено не было.

Стоит отметить, что в реальных магнитных доменах соотношение размера стенки к размеру самого домена может варьироваться [15], поэтому и отклик от скирмиона, находящегося в центре креста, может различаться и составлять от 0.51 до 0.85. Для крестов со скругленными углами отклик будет соответственно меньше.

Следует отметить, что в работе [16] был экспериментально измерен холловский отклик при создании единичного скирмиона. Оценка вклада аномального эффекта Холла, выполненная в той же работе, дала значение, близкое к эксперименту,

на основании чего был сделан вывод об отсутствии других механизмов холловского отклика. Наш анализ показывает, что этот вопрос не столь однозначен, поскольку оценка в [16] существенно, примерно в полтора раза, завышена. Таким образом, данный вопрос требует проведения дополнительных экспериментов, в том числе позволяющих более точно измерить размер и профиль намагниченности скирмиона.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты численного моделирования показывают, что вклад рабочей области креста в измеряемый эффект Холла составляет приблизительно 40...50%. Остальная часть приходится на прилегающие к нему области потенциальных и токовых контактов. Величина отклика определяется формой креста. Зависимость отклика в центре креста от радиуса скругления углов можно аппроксимировать линейной функцией. Полученные результаты достаточно хорошо (с точностью 5...10%) коррелируют с аналитическим расчетом функции отклика классического (нормального) эффекта Холла при диффузном токе в неоднородном магнитном поле [7]. Между тем расчет отклика от скирмиона показывает, что анализ экспериментальных данных, выполненный в работы [16], требует уточнения. Полученные результаты позволяют оценить сигнал, детектируемый при прохождении единичного домена через холловский крест в зависимости от размеров и положения домена.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kimbell G., Kim C., Wu W. *et al.* // Commun. Mater. 2022. V. 3. Article No.19
<https://doi.org/10.1038/s43246-022-00238-2>
2. Sapozhnikov M.V., Gusev N.S., Gusev S.A. *et al.* // Phys. Rev. B. 2021. V. 103. № 5. Article No. 054429.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.103.054429>
3. Webb B.C., Schultz S. // IEEE Trans.1988. V. Mag-24. № 6. P. 3006.
<https://doi.org/10.1109/20.92316>
4. Alexandrou M., Nutter P.W., Delalande M. *et al.* // J. Appl. Phys. 2010. V.108. № 4. Article No. 043920
<https://doi.org/10.1063/1.3475485>
5. Lee S.-H., Nam Y.-S., Kim M. *et al.* // Current Appl. Phys. 2022. V.41. P.178.
<https://doi.org/10.1016/j.cap.2022.07.005>
6. Ibrahim I.S., Schweigert V.A., Peeters F.M. // Phys. Rev. B 1998. V. 57. № 24. P.15416.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.57.15416>
7. Cornelissens Y.G., Peeters F.M. // J. Appl. Phys. 2002. V. 92. № 4. P.2006.
<https://doi.org/10.1063/1.1487909>
8. Bending S.J., Oral A. // J. Appl. Phys. 1997. V.81. № 8. P.3721.
<https://doi.org/10.1063/1.365494>
9. Thiaville A., Belliard L., Majer D.E. *et al.* // J. Appl. Phys. 1997. V. 82. № 7. P.3182.
<https://doi.org/10.1063/1.365623>
10. Liu S., Guillou H., Kent A.D. *et al.* // J. Appl. Phys. 1998. V. 83. № 11. P.6161.
<https://doi.org/10.1063/1.367485>
11. Guillou H., Kent A.D., Stupian G.W., Leung M.S. // J. Appl. Phys. 2023. V. 93. № 5. P.2746.
<https://doi.org/10.1063/1.543651>
12. Wang X.S., Yuan H.Y., Wang X.R. // Commun. Phys. 2018. V.1. Article No. 31.
<https://doi.org/10.1038/s42005-018-0029-0>
13. Komineas S., Melcher C., Venakides S. // Nonlinearity. 2020. V.33. № 7. P.3395.
<https://doi.org/10.1088/1361-6544/ab81eb>
14. Wu H., Hu X., Jing K. *et al.* // Commun. Phys. 2021. V. 4. Article No. 210.
<https://doi.org/10.1038/s42005-021-00716-y>
15. Büttner F., Lemesh I., Beach G.S.D // Sci. Rep. 2018. V. 8. Article No.4464.
<https://doi.org/10.1038/s41598-018-22242-8>
16. Maccariello D., Legrand W., Reyren N. *et al.* // Nature Nanotechnol. 2018. V. 13. №3. P.233.
<https://doi.org/10.1038/s41565-017-0044-4>

TO THE QUESTION OF DETECTING SINGLE DOMAINS BASED ON THE ANOMALOUS HALL EFFECT

M. V. Stepushkin

*Fryazino Branch Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronic RAS,
Vvedenskii Square, 1, Fryazino, Moscow oblast, 141190 Russian Federation
E-mail: cokpoweheu@yandex.ru*

Received November 23, 2023, revised April 10, 2024, accepted July 05, 2024

Numerical modeling of the anomalous Hall effect in thin-film structures with strong perpendicular magnetic anisotropy was performed. The dependence of the Hall response on the position of a single domain inside the measuring cell (the Hall cross) was found. Corrections associated with the imperfection of the structure — rounded corners of the cross — were determined. The contribution to the Hall response of the skyrmion caused by the anomalous Hall effect was calculated.

Keywords: anomalous Hall effect, skyrmion