

Детектирование и генерация субмиллиметровых и терагерцевых колебаний в переходах ферромагнетик–антиферромагнетик

Ю. В. Гуляев⁺, Е. А. Вилков⁺, П. Е. Зильберман^{+*}, Г. М. Михайлов^{+*}, С. Г. Чигарев^{+*}, Э. М. Эпштейн⁺

⁺Институт радиотехники и электроники им. Котельникова РАН, 141190 Фрязино, Россия

^{*}Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН, 142432 Черноголовка, Россия

Поступила в редакцию 10 июня 2013 г.

Поляризованный по спину ток способен наклонять магнитные подрешетки в антиферромагнитном слое перехода ферромагнетик–антиферромагнетик без наложения какого-либо внешнего магнитного поля. Таким образом, ток может наводить намагниченность в антиферромагнитном слое. Этот эффект, видимо, и обнаруживался в экспериментах, в которых наблюдалось излучение на частотах движения наводимой током намагниченности в терагерцевом диапазоне. В настоящей статье предлагаются и обсуждаются механизмы движения наводимой намагниченности, а также возможности детектирования и генерации создаваемого при таком движении излучения. Вводится представление о спин-инжекционном антиферромагнитном резонансе.

DOI: 10.7868/S0370274X13140099

1. Исследуемая структура ферромагнетик–антиферромагнетик. Рассматривается структура, в которой поляризованный по спину ток перетекает в антиферромагнитный (АФМ) слой и создает в этом слое намагниченность за счет *sd*-обмена. Данный эффект был предсказан в работах [1–3]. В работе [4] было обнаружено излучение, создаваемое при движении такой намагниченности. Схема исследуемой структуры показана на рис. 1а. Тонкий цилиндрической формы ферромагнитный (ФМ) стержень контактирует с ультратонкой проводящей АФМ-пленкой. По стержню пропускается ток (для определенности поток электронов направлен к пленке). Этот ток растекается по пленке. Плотность тока j на контакте может быть весьма большой, например $j \geq 10^7 - 10^9$ А/см². Что же касается намагниченности M_{FM} в стержне, то ее поток, выйдя из стержня, частично рассеивается вдоль оси стержня и направляется к противоположному магнитному полюсу. Сам по себе этот поток оказывает лишь незначительное влияние на подрешетки в слое АФМ.

Однако в стержне (т.е. при расстояниях от его оси r , меньших радиуса стержня R ; см. рис. 1а) основная доля электронов ориентирует свои спины по направлению вектора M_{FM} (спины \downarrow), а остальные электроны – в противоположном направлении (спины \uparrow). В результате величина раздвижки энергий электронных подзон равна $2\Delta_{\text{FM}} = 2\alpha_{sd}\mu_B M_{\text{FM}} \cdot \hat{z}$, где постоянная *sd*-обмена $\alpha_{sd} \sim 6 \cdot 10^4$, μ_B – магнетон Бора, \hat{z} – орт оси Oz . После включения тока и пе-

ретекания электронов в пленку спиновая поляризация электронов сохраняется на длине диффузии $l = \sqrt{1/3l_p v_F \tau} \sim 30$ нм, где $l_p \sim 10$ нм – длина свободного пробега электрона, $v_F \sim 10^8$ см/с – скорость Ферми, $\tau \sim 3 \cdot 10^{-13}$ с – время релаксации спинов в эпитаксиальных пленках при комнатной температуре. При этом направления спинов в кольце $R \leq r < R + l$ вокруг стержня при длинах $l \leq 30$ нм должны сохраняться. Таким образом, указанное кольцо заполняется инжектированными из стержня электронами, которые находятся в состоянии частичного равновесия: распределение по импульсам и энергиям у них равновесно, а по спинам – неравновесно и, скорее, соответствует приготовленному в стержне распределению.

Видимо, впервые спиновая инжекция током обсуждалась в работе Аронова [5]. По существу, она аналогична инжекции зарядов в полупроводниках [6], но отличается от нее отсутствием объемных зарядов и сводится просто к нарушению спинового равновесия на контакте. Накопление инжектированных спинов в АФМ-слое приводит к усилению *sd*-обменного взаимодействия [7] этих спинов с магнитной решеткой. Такое взаимодействие эквивалентно наложению сильного эффективного обменного поля в направлении спиновой поляризации. В результате нарушается антипараллельность намагниченностей подрешеток. Они “скашиваются”, и наводится результирующая намагниченность АФМ-слоя. В равновесии наводимая током в пленке намагниченность на-

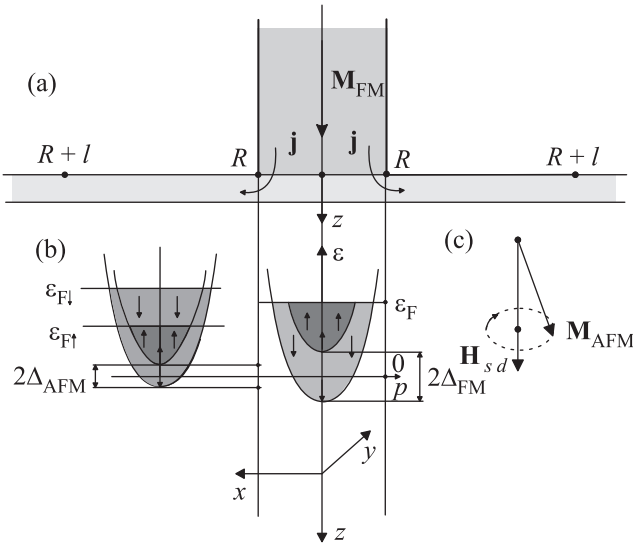


Рис. 1. (а) – Схема структуры ферромагнетик–антиферромагнетик: \mathbf{M}_{FM} – намагниченность в ФМ магнитоэстектом стержне, \mathbf{j} – вектор плотности тока, вытекающего из стержня в АФМ-пленку, $2R$ – диаметр стержня, l – длина спиновой диффузии носителей тока в пленке. (б) – Спиновые подзоны электронных энергий в стержне и вне его: схемы зависимостей энергии подзон от импульса электронов p ; стрелками обозначены направления спинов в подзонах, $2\Delta_{\text{FM}}$ и $2\Delta_{\text{AFM}}$ – раздвижки подзон по энергии, вызванные sd -обменом внутри стержня и вне его соответственно, ε_{F} – уровень Ферми в стержне, $\varepsilon_{\text{F}\downarrow}$, $\varepsilon_{\text{F}\uparrow}$ – квазиуровни Ферми вне стержня. (в) – Прецессия наведенной в антиферромагнитном слое намагниченности \mathbf{M}_{AFM} вокруг создаваемого током эффективного обменного поля \mathbf{H}_{sd}

правлена параллельно оси Oz и имеет в отсутствие внешнего намагничивающего поля величину порядка [1–3]

$$\bar{\mathbf{M}}_{\text{AFM}} \approx \frac{P_{sd}}{\gamma\Lambda} \cdot \hat{\mathbf{z}}, \quad (1)$$

где $\Lambda \sim 10^3$ – постоянная однородного обмена. Характеристический параметр P_{sd} описывает спиновую инжекцию, наводящую намагниченность в АФМ-слое. Он пропорционален плотности тока j :

$$P_{sd} = \frac{\gamma\alpha_{sd}\mu_{\text{B}}\tau Q_{\text{FM}}}{eL_{\text{AFM}}} j, \quad (2)$$

где L_{AFM} – длина протекания тока по АФМ слою (типично 10–100 нм), e – элементарный заряд, Q_{FM} – степень спиновой поляризации тока. Создаваемое поляризованным током эффективное статическое sd -обменное поле равно

$$\mathbf{H}_{sd} = \frac{P_{sd} \cdot \hat{\mathbf{M}}_{\text{FM}}}{\gamma}, \quad (3)$$

где $\hat{\mathbf{M}}_{\text{FM}} \equiv \hat{\mathbf{z}}$ есть единичный вектор намагниченности внутри стержня.

Спектр энергий электронов в АФМ-пленке вблизи стержня формируется под действием двух факторов. Во-первых, взаимодействие с полем (3) приводит к расщеплению энергий: энергия для спинов “вниз” (\downarrow) уменьшается, а энергия для спинов “вверх” (\uparrow) увеличивается на такую же величину. В результате величина расщепления получается равной $2\Delta_{\text{AFM}} = 2\mu_{\text{B}}\alpha_{sd}\mathbf{M}_{\text{AFM}} \cdot \hat{\mathbf{z}}$. Численная оценка с учетом (1) и (2) показывает, что такое расщепление мало и в рассматриваемом терагерцевом (ТГц) диапазоне может отбрасываться. Тем не менее именно через это расщепление в спектр энергий входит ток j , что в принципе позволяет этот спектр несколько перестраивать током. Во-вторых, вблизи стержня возникают две группы электронов с противоположными спинами. Внутри каждой из них достигается частичное равновесие, так что в каждой группе заняты все уровни энергии вплоть до соответствующего квазиуровня Ферми. Поскольку концентрация электронов со спином в направлении намагниченности стержня $\bar{\mathbf{M}}_{\text{FM}}$ превышает их концентрацию с противоположным спином, т.е. $n_{\downarrow} > n_{\uparrow}$, для квазиуровней Ферми также справедливо неравенство $\varepsilon_{\text{F}\downarrow} > \varepsilon_{\text{F}\uparrow}$. Именно такое соотношение продемонстрировано на рис. 1б. На этом рисунке показаны квазиуровни Ферми $\varepsilon_{\text{F}\uparrow}$ и $\varepsilon_{\text{F}\downarrow}$ для электронов с противоположными спинами. Эти уровни отличаются друг от друга, в частности, в меру достигнутой внутри стержня поляризации $P = (n_{\downarrow} - n_{\uparrow})/n$, где $n_{\downarrow\uparrow}$ – концентрации электронов в подзонах, а $n = n_{\downarrow} + n_{\uparrow}$ – полная их концентрация. Оценим частоты, соответствующие возможным квантовым переходам между указанными квазиуровнями Ферми:

$$f \equiv \frac{\varepsilon_{\text{F}\downarrow} - \varepsilon_{\text{F}\uparrow}}{2\pi\hbar} = \frac{\hbar}{4\pi m} (3\pi^2 n)^{2/3} \left[\left(\frac{1+P}{2} \right)^{2/3} - \left(\frac{1-P}{2} \right)^{2/3} \right]. \quad (4)$$

Пользуясь формулой (4), оценим частоту квантовых переходов. При концентрации $n \sim 10^{22} \text{ см}^{-3}$, принимаемой в расчетах с учетом “прилипания” электронов проводимости [8], получаем вклады в частоту ~ 130 , 39 и 13 ТГц при поляризациях $P \approx 1$, 0.3 и 0.1 соответственно. Указанные частоты лежат в ТГц-диапазоне. Их величина в значительной мере определяется степенью поляризации тока в стержне P . Существенно, что под влиянием тока в кольце вблизи стержня возникает инверсное распределение спинов.

2. Спин-инжекционный АФМ-резонанс. Рассмотрим еще одно интересное проявление наве-

денного в АФМ-слое ферромагнетизма. Речь идет о модификации током АФМ-резонанса. На рис. 1с показана схема собственных колебаний (прецессии) наведенной намагниченности \mathbf{M}_{AFM} вокруг поля \mathbf{H}_{sd} (3). Как показано в теории [3], такие колебания возникают либо вследствие флуктуаций, либо при наложении слабого внешнего магнитного поля $\vec{H}(t) = H_0 \cos \omega t$, перпендикулярного намагниченности (1) и направленного по оси анизотропии Oy . Если частота внешнего поля совпадает с собственной частотой прецессии, то должен наблюдаться резонанс, который собственно и можно было бы назвать спин-инжекционным АФМ-резонансом. Он не совпадает с хорошо известным АФМ-резонансом [9], поскольку полностью определяется поляризованным по спину током и невозможен в отсутствие последнего.

Прежде всего выясним, при каких именно токах возникает указанный резонанс. Частота собственных АФМ-колебаний, полученная в [3], равна

$$\Omega^2 = 2\gamma^2 H_A H_E + P_{sd}^2 + \left(\frac{\gamma H_E}{\eta} \right)^2, \quad (5)$$

где введены новые обозначения: $H_A \sim 10^2$ Гс – поле анизотропии, $H_E \equiv \Lambda M_0 \sim (10^6 - 10^7)$ Гс – поле однородного обмена, $\eta = \alpha_{sa} \gamma M_0 \tau \sim 300$. Если ток отсутствует, то формула (5) переходит в известное выражение для собственной частоты АФМ-резонанса. В данном случае последний имеет малую добротность: $Q = \Omega / 2\nu \sim 1$, где частота $\nu \approx \kappa \gamma H_E \sim 1.6 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$ есть диссипативная размазка резонанса, а $\kappa \sim 10^{-2}$ – диссипативный параметр Гильберта (подробнее см. в [1–3]). При достаточно большом токе j появляется слагаемое P_{sd}^2 , которое согласно (2) квадратично по току и доминирует при токах $j \geq 10^7 \text{ А/см}^2$. В рассматриваемых ФМ–АФМ-структурах (см. рис. 1а) применяются точечные контакты, для которых в принципе достижимы плотности тока до $\sim 10^9 \text{ А/см}^2$ и выше. Таким образом, вследствие инжекции спинов появляется широкий интервал токов (два порядка), в котором свойства АФМ-резонанса существенно меняются. В этих условиях согласно (5) частота резонанса равна $\Omega \approx P_{sd}$, что приводит к оценкам $\Omega \approx 0.01, 0.1$ и 1.0 ТГц при токах $j \approx 10^7, 10^8$ и 10^9 А/см^2 соответственно. Механизм резонанса можно пояснить с помощью рис. 1с. Сильное магнитное поле \mathbf{H}_{sd} (3), создаваемое инжектированными спинами, направлено по оси Oz . Оно ориентирует навводимую током статическую намагниченность антиферромагнетика \mathbf{M}_{AFM} (1) также по оси Oz . Однако в динамике при возбуждении колебаний происходит прецессия наведенной намагниченности \mathbf{M}_{AFM} . Час-

тота этой прецессии равна $\Omega = \gamma H_{sd} = P_{sd}$, что совпадает с выражением, получаемым из (5). Частота Ω возрастает с током и может, как это было оценено, лежать как в субмиллиметровом, так и в терагерцевом диапазонах. Тогда добротность при близких значениях диссипации оказывается несколько больше, чем при резонансе без тока: можно получить значения $Q \sim 5-10$. Спин-инжекционный АФМ-резонанс имеет частоты, которые пропорциональны току и поэтому перестраиваются им.

Свойства АФМ-резонанса таковы, что он может оказаться интересным для обнаружения колебаний и измерения их частот и интенсивностей. Например, при электромагнитном облучении нашей структуры возможны два эффекта: резонансное поглощение и резонансное отражение. Толщина скин-слоя $l_s \leq 100$ нм в принципе позволяет наблюдать оба эффекта. При этом подстройка к резонансу может осуществляться током, причем с ростом тока чувствительность измерений должна возрастать. Подчеркнем, что данный метод, по существу, является всемиротемпературным: металлическая структура лишь слабо меняет свои свойства при изменении температуры.

3. Генерация ТГц-колебаний. Как уже отмечалось в п. 1, в пленке в кольце $R \leq r \leq R+l$ вблизи стержня возникают две группы электронов с противоположными спинами. Внутри каждой из групп достигается состояние, близкое к равновесию по энергии и импульсу. Однако распределение по спину остается неравновесным. На рис. 1b показана схема распределения таких электронов по энергиям. В каждой группе заняты все уровни энергии вплоть до соответствующего квазиуровня Ферми. Таким образом, возникает инверсное распределение по энергиям: высокие уровни могут оказаться занятыми при свободных более низких уровнях. В принципе возможны межподзонные квантовые переходы с переворотом спина. Особенно интересны излучательные переходы такого рода. Напомним, что в работе [4] в подобных условиях уже наблюдалось ТГц-излучение.

Вместе с тем недавно в теоретической работе [10] был предложен новый механизм излучения, основанный на sd -обмене, но обобщающий этот обмен за счет включения в него также и самого электромагнитного поля. По оценкам именно такой механизм приводит к излучению, которое по своей интенсивности может быть сопоставимым с наблюдаемым в работе [4]. Другие известные мультипольные механизмы [11] дают на порядки меньшую интенсивность. Поскольку наведенная током намагниченность и инжектированные током спины располагаются в пространстве

в пределах одного и того же кольца вокруг стержня (см. рис. 1b), естественно попытаться объяснить наблюдаемую большую интенсивность излучения проявлением указанного нового *sd*-обменного механизма.

В этом механизме учитывается зависимость параметра *sd*-обмена от импульса электронов \mathbf{p} , т.е. пишется функция $\alpha_{sd}(\mathbf{p})$. Вводимую зависимость можно оценить как $p_F \partial \alpha_{sd}(\mathbf{p}) / \partial p_F \approx (a p_F / \hbar) \alpha_{sd}(\mathbf{p})$, где a – пространственное перекрытие магнитных орбиталей в решетке, а p_F – фермиевский импульс [10]. Наши расчеты дополнительно показали, что основные выводы теории [10] удовлетворительно соответствуют наблюдениям [4]. Согласно теории генерация имеет максимальную интенсивность при коллинеарной взаимной ориентации спинов и намагниченности. Рис. 1b и с демонстрируют, что спины и намагниченность ориентированы параллельно оси стержня Oz , т.е. они коллинеарны. Условия максимальной генерации выполняются. Теоретические оценки показывают, что при токах порядка 100–200 мА мощность излучения составляет 10–100 мВт, а частота генерации ~ 10 –30 ТГц. Эти параметры соответствуют экспериментальным значениям.

4. Экспериментальные результаты. Обсудим подробнее постановку и результаты экспериментов, заявленных в [4]. В ней исследовалась ФМ–АФМ-структура, принципиальное описание которой дано в п. 1. В данном эксперименте брался магнитоупругий стержень из стали с радиусом $R \geq 10$ мкм. Этот стержень прижимался к пленке антиферромагнетика FeMn. Через полученную структуру пропускался ток. Основные измерения проводились при комнатной температуре. Предварительно было показано, что в свободном состоянии пленка не обладала намагниченностью, а при контакте с ФМ-слоем смещала петлю гистерезиса на ~ 20 Э вследствие однонаправленной анизотропии. Никакого внешнего магнитного поля не накладывалось.

Терагерцевое излучение регистрировалось с помощью ячейки Голя при пропускании достаточно большого тока. Зависимость мощности излучения W от тока I показана на рис. 2. Уровень излучения на порядок превышал тепловой равновесный фон, взятый при температуре с учетом нагрева током. При импульсном режиме измерений импульсы излучения отслеживали за импульсами тока вплоть до границ инерционности самой ячейки Голя.

На рис. 3 приведены результаты измерения частот, выполненного с помощью дифракционной решетки. Показаны два зарегистрированных пика дифракции. Наибольшую амплитуду имеет луч, ко-

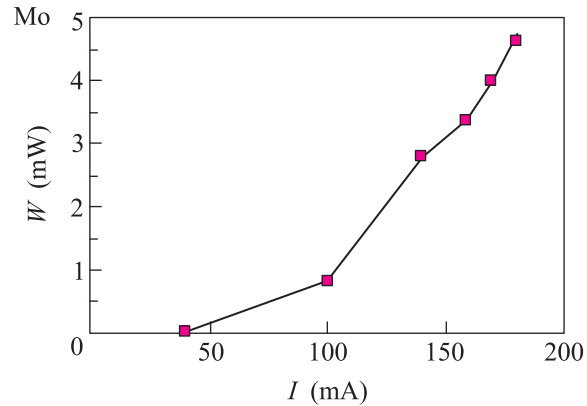


Рис. 2. Зависимость мощности излучения W от тока I . Пленка FeMn на подложке из сапфира

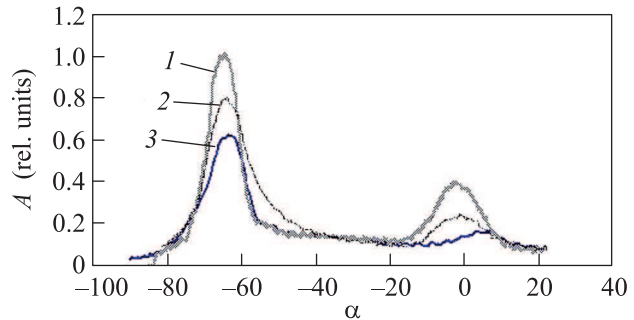


Рис. 3. Спектр дифракционных гармоник при различных значениях тока (мА): 1 – 220, 2 – 200, 3 – 180. Под углом $\alpha = 65^\circ$ наблюдаются нулевые гармоники, под углами, близкими к $\alpha = 0^\circ$, – первые гармоники. Период дифракционной решетки 20 мкм

торый не отклоняется (“нулевая” пространственная гармоника). Первая пространственная гармоника имеет меньшую амплитуду. При заданном периоде решетки первая гармоника соответствует ~ 27 ТГц. Видно, что амплитуда пиков возрастает с током. При этом, как следует из рис. 4, амплитуда первой гар-

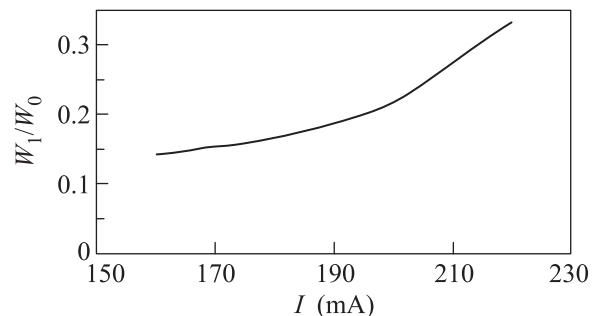


Рис. 4. Отношение амплитуды первой дифракционной гармоники W_1 к амплитуде нулевой гармоники W_0 для разных значений тока I

моники возрастает быстрее, чем амплитуда нулевой гармоники.

5. Выводы. Итак, при инжекции спинов током из ФМ-стержня в АФМ-пленку происходит скос антиферромагнитных подрешеток и даже в отсутствие какого-либо внешнего магнитного поля наводится намагниченность. Инжектированные электроны в определяемом длиной спиновой диффузии кольце вокруг стержня образуют две группы с противоположными спинами и различными квазиуровнями Ферми ($\varepsilon_{F\downarrow}$ и $\varepsilon_{F\uparrow}$).

В динамике возможны два эффекта: 1) спин-инжекционный АФМ-резонанс, 2) квантовые переходы между спиновыми подзонами, т.е. между квазиуровнями Ферми. Антиферромагнитный резонанс представляет собой прецессию наведенной намагниченности вокруг эффективного обменного поля спинов. Частота резонанса линейно зависит от тока, причем она возрастает в интервале $\sim 0.01-1$ ТГц при токах в интервале $\sim 10^7-10^9$ А/см².

Квантовые излучательные переходы между подзонами происходят с достаточной интенсивностью за счет *sd*-обменного механизма, когда спины взаимодействуют с наведенной током намагниченностью. При этом в данном взаимодействии принимает участие и само электромагнитное поле. Экспериментальное обнаружение такого излучения было ра-

нее заявлено в работе [4]. Частота и мощность обнаруженного излучения соответствуют теоретическим оценкам и составляют ~ 30 ТГц и ~ 10 мВт соответственно.

Проект поддержан грантом РФФИ #13-07-00259-а.

-
1. Ю. В. Гуляев, П. Е. Зильберман, Э. М. Эпштейн, *ЖЭТФ* **141**(2), 335 (2012).
 2. Ю. В. Гуляев, П. Е. Зильберман, Э. М. Эпштейн, *РЭ* **57**(5), 558 (2012).
 3. Ю. В. Гуляев, П. Е. Зильберман, В. Д. Котов и др., *РЭ* **57**(8), 888 (2012).
 4. Ю. В. Гуляев, П. Е. Зильберман, С. И. Касаткин и др., *РЭ* **58**, 7 (2013).
 5. А. Г. Аронов, *Письма в ЖЭТФ* **24**(1), 37 (1976).
 6. В. Шокли, *Теория электронных полупроводников. Приложение к теории транзисторов*, М.: ИЛ, 1953.
 7. С. В. Вонсовский, *Магнетизм*, М.: Наука, 1971.
 8. Э. Л. Нагаев, *Физика магнитных полупроводников*, М.: Наука 1979 (стр. 90).
 9. А. С. Боровик-Романов, в сб. *Итоги науки, т. 4. Антиферромагнетизм и ферриты* (под ред. Я. Г. Дорфман), М.: Изд. АН СССР, 1962, с. 7.
 10. A. Kadigrobov, R. I. Shekhter, and M. Jonson, *Fizika Nizkikh Temperatur* **31**, 463 (2005).
 11. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теория поля*, Москва.: ГИФМЛ, 1962, с. 229.