

Ограничение на новое короткодействующее взаимодействие спин-орбитального типа из данных нейтронной дифракции в нецентросимметричном кристалле

В. В. Воронин⁺*, В. В. Федоров⁺⁺×, Д. Д. Шапиро⁺⁺*1)

⁺Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт” – Петербургский институт ядерной физики им. Б. П. Константинова, 188300 Гатчина, Россия

* Санкт-Петербургский государственный университет, 199034 С.-Петербург, Россия

× Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, 195251 С.-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 21 сентября 2020 г.

После переработки 21 октября 2020 г.

Принята к публикации 21 октября 2020 г.

Из эксперимента по прохождению нейтрона через нецентросимметричный совершенный кристалл вблизи брэгговского отражения, характеризуемого вектором обратной решетки \mathbf{g} , получено ограничение на константу g_A нового короткодействующего взаимодействия (спин-орбитального типа) между нуклонами, осуществляемого обменом легким бозоном со спином 1 и массой $m_A = \hbar/\lambda_{Ac}$. Ограничения составили $g_A^2 \leq 4.5 \cdot 10^{-24} (g^2 + 1/\lambda_A^2)$. В диапазоне радиусов взаимодействия $\lambda_A = 10^{-12} \div 10^{-5}$ м данные ограничения являются наилучшими.

DOI: 10.31857/S1234567820220012

1. Современной теорией физики частиц является Стандартная Модель (СМ), которая описывает мир в рамках четырех фундаментальных взаимодействий – сильного, слабого, электромагнитного и гравитации. Однако, существует ряд явлений, которые СМ не способна объяснить. Среди них можно выделить проблему калибровочной иерархии (гравитация чрезвычайно мала по сравнению с другими взаимодействиями) и проблему космологической постоянной [1, 2]. Кроме того, когерентное сечение рассеяния He, измеренное с помощью нейтронной интерферометрии, не совпадает с сечением рассеяния, полученном из рассеяния ультрахолодных нейтронов на ядрах [3]. Существует также “загадка радиуса протона” – его значения, полученные разными методами, расходятся друг с другом [4]. Стоит упомянуть и аномалии в распаде возбужденных ядер гелия и бериллия, которые могут свидетельствовать о так называемой частице X17 [5]. Еще одной проблемой является магнитный момент мюона, чье расчетное значение отличается от экспериментального [6]. Возможные объяснения таких явлений лежат в области различных расширений СМ, предсказывающих существование новых бозонов, а значит и новых взаимодействий. Все такие взаимодействия глобально можно разделить на два

типа – спин-зависимые и спин-независимые. Основное внимание научного сообщества обращено к спин-независимым силам, поиск которых имеет достаточно длительную историю [7, 8]. Спин-зависимые силы исследуются менее интенсивно, несмотря на то, что они могут приводить к более широкому кругу наблюдаемых эффектов. Все такие силы были классифицированы в статье [9]. В [10] магниторезонансным методом получены ограничения на взаимодействие спин-орбитального типа, обусловленное обменом легким бозоном со спином 1 и константой связи g_A , в диапазоне радиусов взаимодействия $\lambda_A = 10^{-5} \div 10^{-2}$ м. В данной работе такие ограничения продлены в область $\lambda_A = 10^{-12} \div 10^{-5}$ м.

2. Оператор спин-орбитального взаимодействия между нуклонами, связанный с обменом частицей массы $m_A = \hbar/\lambda_{Ac}$ со спином 1, в нерелятивистском приближении может быть записан как

$$H_A^{SO} = -\frac{q_A \hbar}{2m^2 c^2} \gamma_A \boldsymbol{\sigma} [\nabla \phi^A \times \mathbf{p}], \quad (1)$$

где $\phi^A(\mathbf{r}) = q_A e^{-r/\lambda_A}/r$ – потенциал взаимодействия нуклона-источника, расположенного в начале координат с пробным нуклоном, обусловленный этим обменом, q_A – константа взаимодействия с размерностью электрического заряда, m – масса нуклона, $\boldsymbol{\sigma}/2$, \mathbf{p} – операторы спина и импульса пробного нуклона соответственно, $\gamma_A \sim 1$ – величина аналога магнит-

¹⁾e-mail: shapiro@mail.ru

ного момента нуклона в единицах $q_A \hbar / 2mc$ ($2\gamma_A$ – аналог g -фактора нуклона). Безразмерная константа g_A , используемая в [10], связана с q_A соотношением $g_A^2 = 8\pi q_A^2 / \hbar c$. Рассмотрим влияние такого взаимодействия на дифракцию нейтронов в совершенном нецентросимметричном кристалле.

Пространственно-периодический потенциал кристалла (представляющий собой сумму потенциалов атомов, расположенных упорядоченно) можно представить в виде разложения по векторам обратной решетки (т.е. в виде суммы потенциалов всевозможных кристаллографических плоскостей, характеризуемых векторами обратной решетки \mathbf{g})

$$\begin{aligned} V(\mathbf{r}) &= \sum_a V_a(\mathbf{r} - \mathbf{r}_a) = \sum_g V_g e^{i\mathbf{g}\mathbf{r}} = \\ &= \sum_{g \geq 0} (V_g e^{i\mathbf{g}\mathbf{r}} + V_{-g} e^{-i\mathbf{g}\mathbf{r}}) = \\ &= V_0 + \sum_{g > 0} 2v_g \cos(\mathbf{g}\mathbf{r} + \phi_g). \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь комплексные амплитуды гармоник V_g потенциала представлены в виде:

$$V_g = v_g e^{i\phi_g}, \quad V_{-g} = V_g^* = v_g e^{-i\phi_g},$$

где v_g , ϕ_g – модуль и фаза g -гармоники.

В общем случае, потенциал кристалла содержит все виды взаимодействия: ядерное, кулоновское, рассматриваемое короткодействующее и др.

$$V(\mathbf{r}) = V^N(\mathbf{r}) + e\phi^Q(\mathbf{r}) + q_A \phi^A(\mathbf{r}) + \dots \quad (3)$$

Точно так же, как и амплитуды гармоник:

$$V_g = V_g^N + V_g^Q + V_g^A + \dots$$

Амплитуды гармоник соответствующих потенциалов определяются амплитудами рассеяния частицы ячейками кристалла (структурными амплитудами):

$$V_g^L = \int_{V=1} d^3r e^{-i\mathbf{g}\mathbf{r}} V^L(\mathbf{r}) = -\frac{2\pi\hbar^2}{m} N_c F_g^L, \quad (4)$$

где $L = N, Q, A, \dots$, а структурная (комплексная) амплитуда F_g^L имеет вид:

$$F_g^L = \sum_i e^{-W_{ig}} f_i^L(\mathbf{g}) e^{-i\mathbf{g}\mathbf{r}_i}, \quad (5)$$

W_{ig} – фактор Дебая–Уоллера, $f_i^L(\mathbf{g})$ – амплитуда рассеяния i -м атомом ячейки с передачей импульса $\hbar\mathbf{g}$.

Таким образом, ядерные амплитуды рассеяния, $f_i^N(\mathbf{g}) = -a_i$, равные длинам рассеяния нейтронов на ядрах атомов ячейки, определяют ядерный

потенциал систем плоскостей кристалла. Кулоновские амплитуды рассеяния определяют электрический потенциал, а амплитуды рассеяния на потенциалах $\phi_i^A(\mathbf{r}) = A_i q_A e^{-r/\lambda_A} / r$ атомов ячейки, содержащих A_i нуклонов, с передачей импульса $\hbar\mathbf{g}$ определяют амплитуду g -гармоники рассматриваемого потенциала системы плоскостей \mathbf{g} .

Амплитуда рассеяния теплового нейтрона на i -м атоме с атомным номером A_i , обусловленная потенциалом $\phi_i^A(\mathbf{r})$, равна

$$\begin{aligned} f_i^A(\mathbf{g}) &= \frac{m A_i q_A}{2\pi\hbar^2} \int_{V=1} d^3r e^{-i\mathbf{g}\mathbf{r}} \phi_i^A(\mathbf{r}) = \\ &= \frac{m}{2\pi\hbar^2} \frac{4\pi q_A^2 A_i}{g^2 + \frac{m_A^2 c^2}{\hbar^2}} = \frac{A_i g_A^2}{4\pi} \frac{1}{\lambda_{cn}} \frac{\lambda_A^2}{1 + g^2 \lambda_A^2}, \end{aligned} \quad (6)$$

где $\lambda_{cn} = \hbar/mc$. Таким образом, для амплитуды g -гармоники данного потенциала имеем

$$\begin{aligned} V_g^A &= -\frac{2\pi\hbar^2}{m} N_c f^A(\mathbf{g}) \sum_i A_i e^{i\mathbf{g}\mathbf{r}_i} = \\ &= \frac{g_A^2 \lambda_{cn} \lambda_A^2 N_c m c^2}{2(1 + g^2 \lambda_A^2)} A_g e^{i\phi_g^A} \equiv v_g^A e^{i\phi_g^A}, \end{aligned} \quad (7)$$

где $\sum_i A_i e^{i\mathbf{g}\mathbf{r}_i} = A_g e^{i\phi_g^A}$.

Аналогично получаются выражения для гармоник ядерного V^N и электрического V^Q потенциалов:

$$V_g^N = v_g^N e^{i\phi_g^N}, \quad V_g^Q = v_g^Q e^{i\phi_g^Q}.$$

При движении нейтрона в кристалле в направлениях, близких к брэгговским для некоторой системы плоскостей, во взаимодействии нейтрона с кристаллом существенной является только соответствующая гармоника потенциала.

Таким образом, вблизи выполнения условий дифракции потенциал, ответственный за дифракцию, имеет вид:

$$\begin{aligned} V_g(\mathbf{r}) &= 2v_g^N \cos(\mathbf{g}\mathbf{r} + \phi_g^N) + 2v_g^Q \cos(\mathbf{g}\mathbf{r} + \phi_g^Q) + \\ &+ 2v_g^A \cos(\mathbf{g}\mathbf{r} + \phi_g^A) + \dots \end{aligned} \quad (8)$$

Для кристалла, имеющего центр симметрии, выбором начала координат в этом центре все фазы обращаются в нуль. Для нецентросимметричного кристалла фазы не совпадают [11–16], так что мы можем положить $\phi_g^N = 0$, остальные же фазы будут определяться структурой кристалла и распределением зарядов и масс внутри ячейки. Заметим, что, в силу своей малости, остальные члены практически не сдвигают суммарной фазы полного потенциала, которым определяется структура волновой функции нейтрона в кристалле [13]. В результате распространение нейтрона в кристалле определяется ядерным

потенциалом, и пространственная структура волновой функции нейтрона повторяет его периодичность, т.е. положения максимумов и минимумов квадрата модуля волновой функции определяются положениями максимумов и минимумов именно ядерного потенциала [12–16]. Это означает, что нейтроны концентрируются либо в минимумах, либо в максимумах ядерного потенциала.

Действительно, волновую функцию $\psi(\mathbf{r})$ нейтрона, проходящего через кристалл в условиях, достаточно близких к брэгговским для некоторой системы плоскостей (по сравнению с другими плоскостями), в первом порядке теории возмущений можно записать [13]:

$$\psi(\mathbf{r}) = e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} + \frac{V_g^N}{E_k - E_{k_g}} e^{i\mathbf{k}_g\mathbf{r}} \equiv e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} \left[1 - \frac{U_g^N}{2\Delta_g} e^{i\mathbf{g}\mathbf{r}} \right]. \quad (9)$$

Здесь начало координат помещено в максимум ядерного потенциала, т.е. фаза V_g^N равна нулю, $\mathbf{k}_g = \mathbf{k} + \mathbf{g}$, $E_k = \hbar^2 k^2 / 2m$, $E_{k_g} = \hbar^2 k_g^2 / 2m$, $V_g^N = \hbar^2 U_g^N / 2m$, $\Delta_g = (k_g^2 - k^2) / 2$ – параметр отклонения от условия Брэгга и

$$|\psi(\mathbf{r})|^2 = 1 - \frac{U_g^N}{\Delta_g} \cos(\mathbf{g}\mathbf{r}) = 1 - \Delta_B \cos(\mathbf{g}\mathbf{r}), \quad (10)$$

где $\Delta_B \equiv U_g^N / \Delta_g$ – безразмерный параметр отклонения от условия Брэгга

Формулы (9), (10) справедливы при $\Delta_g \gg U_g$ ($\Delta_B \ll 1$), в непосредственной близости к брэгговскому резонансу следует использовать двухволновое приближение.

В нецентросимметричном кристалле имеется сдвиг фазы между различными типами взаимодействия [12–16], (здесь существенна разница между ядерной фазой и остальными $\phi_g^A \neq \phi_g^Q \neq 0$), так что в области концентрации нейтронов (максимумов $|\psi(\mathbf{r})|^2$), определяемой ядерным взаимодействием, возникают ненулевые силовые поля, определяемые градиентами соответствующих потенциалов. Величины полей, действующих на нейтрон, определяются их средними по состоянию $\psi(\mathbf{r})$ нейтрона. В частности, возникает сильное электрическое поле с напряженностью до 10^9 В/см [11–15], которое было предложено использовать для поиска электрического дипольного момента нейтрона [13, 14] и использовалось в эксперименте [15].

С другой стороны, наличие ненулевого градиента потенциала $V_g^A(\mathbf{r})$ в области концентрации нейтронов

$$\nabla V_g^A(\mathbf{r}) = -2v_g^A \mathbf{g} \sin(\mathbf{g}\mathbf{r} + \phi_g^A) \quad (11)$$

приводит к ненулевому градиенту этого потенциала в состоянии (9)

$$\langle \psi(\mathbf{r}) | \nabla V_g^A(\mathbf{r}) | \psi(\mathbf{r}) \rangle = \Delta_B v_g^A \mathbf{g} \sin(\phi_g^A), \quad (12)$$

и означает ненулевое среднее оператора спин-орбитального взаимодействия (1)

$$\begin{aligned} & - \langle \psi(\mathbf{r}) | \frac{q_A \hbar}{2m^2 c^2} \gamma_A \boldsymbol{\sigma} [\nabla \phi^A \times \mathbf{p}] | \psi(\mathbf{r}) \rangle = \\ & = \Delta_B \frac{v_g^A}{q_A} \sin \phi_g^A \frac{\hbar q_A}{2mc} \gamma_A \boldsymbol{\sigma} \left[\frac{\mathbf{v}}{c} \times \mathbf{g} \right] \equiv \\ & \equiv \Delta_B \frac{\hbar q_A}{2mc} \gamma_A \boldsymbol{\sigma} \mathbf{H}_g^A \equiv \Delta_B \frac{\hbar q_A}{2mc} \gamma_A \boldsymbol{\sigma} \left[\frac{\mathbf{v}}{c} \times \mathbf{E}_g^A \right], \end{aligned} \quad (13)$$

где мы обозначили

$$\mathbf{E}_g^A = \frac{4\pi \lambda_A^2 N_c q_A}{1 + g^2 \lambda_A^2} A_g \sin \phi_g^A \mathbf{g} \quad (14)$$

– аналог электрического поля,

$$\mathbf{H}_g^A = \left[\frac{\mathbf{v}}{c} \times \mathbf{E}_g^A \right] \quad (15)$$

– аналог швингеровского магнитного поля, которое действует на нейтрон, движущийся в поле \mathbf{E}_g^A , в системе координат, связанной с нейтроном.

Наличие взаимодействия (15) приведет к дополнительному повороту спина нейтрона вокруг направления $[\mathbf{v} \times \mathbf{g}]$ на угол

$$\begin{aligned} \delta_A & = \omega_A \frac{L}{v} = \Delta_B \frac{q_A \gamma_A H_g^A L}{mc} \frac{L}{v} = \\ & = \Delta_B \frac{g_A^2 \lambda_{cn} \gamma_A \lambda_A^2 g N_c L}{2(1 + g^2 \lambda_A^2)} A_g \sin \phi_g^A \sin \alpha_B, \end{aligned} \quad (16)$$

где α_B – угол между направлениями векторов \mathbf{v} и \mathbf{g} , $\sin \alpha_B = \sin(\pi/2 - \theta_B)$, θ_B – угол Брэгга, L – толщина кристалла.

Заметим, что выражение (12) справедливо при $\Delta_g \gg U_g$ ($\Delta_B \ll 1$), его более точное вычисление в двухволновом приближении приводит к результату

$$\langle \psi(\mathbf{r}) | \nabla V_g^A(\mathbf{r}) | \psi(\mathbf{r}) \rangle = \frac{\Delta_B}{\sqrt{\Delta_B^2 + 1}} v_g^A \mathbf{g} \sin(\phi_g^A). \quad (17)$$

Таким образом, величина \mathbf{E}_g^A (14) есть максимальное значение градиента потенциала $V_g^A(\mathbf{r})$ при точном выполнении условия Брэгга ($\Delta_B \rightarrow \infty$).

3. Нами были проанализированы данные, полученные в эксперименте по измерению ЭДМ нейтрона с помощью вращения спина в нецентросимметричном кристалле [15]. В эксперименте использовался искусственный кристалл кварца размерами $140 \times 140 \times 35$ мм³. Совершенство кристалла исследовалось методом, описанным в [17, 18], и

однородность межплоскостного расстояния составляла $\Delta d/d < 5 \cdot 10^{-6}$ по всему объему кристалла. Параметры плоскости (110), которая использовалась в эксперименте, составляли $g = 2.56 \cdot 10^{10} \text{ м}^{-1}$; $A_g^A = 51$; $\phi_g^A = 0.42$ [16]. Угол дифракции составлял $\theta_B = 86^\circ$. Схема эксперимента приведена на рис. 1 и описана в [15].

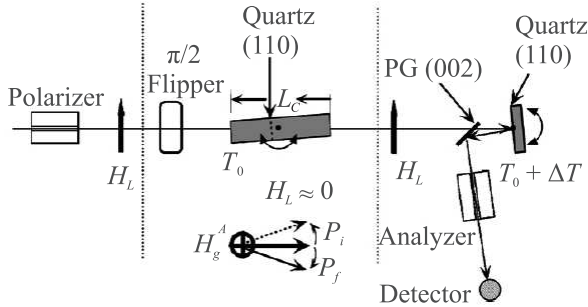


Рис. 1. Схема экспериментальной установки [15]. H_L – внешнее магнитное поле, \mathbf{H}_g^A – аналог швингеровского магнитного поля, P_i , P_f – начальная и конечная поляризации пучка соответственно, L_C – длина кристалла, T_0 – температура кристалла

Экспериментально измеренный угол вращения спина нейтрона вокруг оси \mathbf{H}_g^A совпадал с расчетным значением на уровне $\sim 10^{-2}$, что говорит об отсутствии искомого взаимодействия на уровне точности, соответствующем углу вращения $\delta_A \sim 10^{-2}$. Из (16) нетрудно получить соответствующее ограничение на константу связи искомого взаимодействия:

$$g_A^2 \gamma_A \leq 4.5 \cdot 10^{-24} (g^2 + 1/\lambda_A^2). \quad (18)$$

Здесь g выражено в м^{-1} , а λ_A – в м.

Особенностью данного метода является его высокая чувствительность в диапазоне радиусов взаимодействия $\lambda_A = 10^{-12} \div 10^{-5}$ м, недоступная другим методам. К примеру, в работе [19] наилучшими ограничениями оказались

$$g_A^2 e^{-r/\lambda_A} < 1.5 \cdot 10^{-40}, \quad (19)$$

где $r = 0.5$ м – расстояние между источником ^3He и магнитометром. В работе [10] ограничения составили

$$g_A^2 < \frac{4mc^2}{lN\hbar c} \cdot \frac{1}{\lambda_A} \cdot (|\phi_0| + 1.96 \cdot \delta\phi), \quad (20)$$

где l – длина образца, N – плотность числа нуклонов, ϕ_0 – параметр фитирования зависимости сдвига фазы рамзеевских осцилляций от расстояния между образцом и пучком, $\delta\phi$ – погрешность этого параметра. Результирующие ограничения приведены на

рис. 2. В диапазоне $\lambda_A = 10^{-12} \div 10^{-5}$ м полученные в данной работе ограничения не имеют аналогов и являются наилучшими.

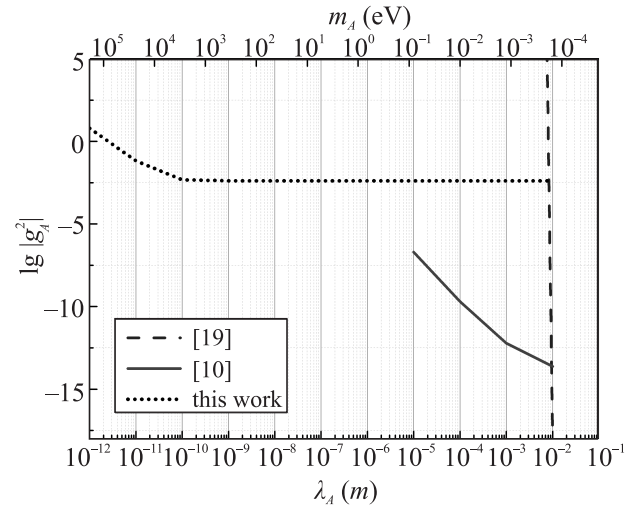


Рис. 2. Ограничения на константу связи g_A спин-зависимого взаимодействия спин-орбитального типа. Разрешенная область значений для g_A и λ_A расположена под линиями. Ограничения даны для $\gamma_A = 1$

4. Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований в рамках научного проекта # 19-32-90202.

1. C. D. Hoyle, D. J. Kapner, B. R. Heckel, E. G. Adelberger, J. H. Gundlach, U. Schmidt, and H. E. Swanson, Phys. Rev. D **70**, 042004 (2004).
2. E. G. Adelberger, B. R. Heckel, and A. E. Nelson, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **53**, 77 (2003).
3. A. P. Serebrov, P. Geltenbort, O. M. Zhrebtsov, S. V. Sbitnev, V. E. Varlamov, A. V. Vassiljev, M. S. Lasakov, I. A. Krasnoschekova, and S. N. Ivanov, Pis'ma v ZhETF **97**(12), 777 (2013).
4. J.-Ph. Karr and D. Marchand, Nature **575**, 61 (2019).
5. D. S. Firak, A. J. Krasznahorkay, and M. Csatlós, EPJ Web of Conferences **232**, 04005 (2020).
6. Th. Blum, A. Denig, I. Logashenko, E. de Rafael, B. Lee Roberts, Th. Teubner, and G. Venanzoni, arXiv:1311.2198 [hep-ph] (2013).
7. I. Antoniadis, S. Baessler, M. Buchner, V. V. Fedorov, S. Hoedl, A. Lambrecht, V. V. Nesvizhevsky, G. Pignol, K. V. Protasov, S. Reynaud, Yu. Sobolev, and C. R. Physique **12**, 755 (2011).
8. J. Murata and S. Tanaka, Clas. Quantum Gravity **32**(3), 033001 (2015).
9. B. A. Dobrescu and I. Mocioiu, JHEP **11**, 005 (2006).
10. F. M. Piegsa and G. Pignol, Phys. Rev. Lett. **108**, 181801 (2012).

11. В. Л. Алексеев, Е. Г. Лапин, Е. К. Леушкин, В. Л. Румянцев, О. И. Сумбаев, В. В. Федоров, *ЖЭТФ* **94**, 371 (1988).
12. В. Л. Алексеев, В. В. Воронин, Е. Г. Лапин, Е. К. Леушкин, В. Л. Румянцев, О. И. Сумбаев, В. В. Федоров, *ЖЭТФ* **96**, 1921 (1989).
13. В. В. Федоров, *Материалы XXVI Зимней школы ЛИЯФ (физ. элем. частиц)* (1991), с. 65.
14. V. V. Fedorov, V. V. Voronin, and E. G. Lapin, *J. Phys. G* **18**, 1133 (1992).
15. V. V. Fedorov, I. A. Kuznetsov, E. G. Lapin, S. Yu. Semenikhin, and V. V. Voronin, *Physica B* **385–386**, 1216 (2006).
16. В. В. Воронин, В. В. Федоров, И. А. Кузнецов, *Письма в ЖЭТФ* **90**(1), 7 (2009).
17. V. V. Fedorov, I. A. Kuznetsov, E. G. Lapin, S. Yu. Semenikhin, V. V. Voronin, Yu. P. Braginetz, and K. Yu. Amosov, *Nuclear Instrum. Methods Phys. Res. A* **593**, 472 (2008).
18. С. Ю. Семенихин, Ю. П. Брагинец, В. В. Воронин, И. А. Кузнецов, Е. Г. Лапин, В. В. Федоров, Я. А. Бердников, А. Я. Бердников, Е. О. Вежлев, *ЖТФ* **81**(3), 71 (2011).
19. G. Vasilakis, J. M. Brown, T. W. Kornack, and M. V. Romalis, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 261801 (2009).