

Оптически управляемый мезоскопический спиновый затвор-модулятор¹⁾

Р. Г. Назмитдинов²⁾

Лаборатория теоретической физики им. Боголюбова,
Объединенный институт ядерных исследований, 141980 Дубна, Россия

Государственный университет “Дубна”, 141982 Дубна, Россия

Поступила в редакцию 7 мая 2026 г.

После переработки 18 июня 2026 г.

Принята к публикации 18 июня 2026 г.

Показано, что одномерное квантовое кольцо с асимметричным (взаимно перпендикулярным) расположением контактов под воздействием нерезонансного высокочастотного (ТГц) излучения функционирует как оптический спиновый затвор-модулятор, работающий при нулевом магнитном поле. В рамках формализма Флоке–Магнуса продемонстрирована реализация динамического (оптически управляемого) аналога спинового полевого транзистора Датты–Даса с ферромагнитными контактами, обеспечивающего сверхбыстрое бесконтактное управление проводимостью спиновых каналов. Предложенная схема открывает новые перспективы для создания когерентных ТГц-спинтронных логических устройств.

DOI: 10.7868/S3034576626070190

Введение. Изучение квантовой интерференции в мезоскопических системах традиционно опирается на классический эффект Ааронова–Бома (АБ) [1], продемонстрировавший фундаментальную роль векторного потенциала в формировании фазы волновой функции. Дальнейшее развитие этой концепции привело к предсказанию эффекта Ааронова–Кашера (АК) [2], который описывает появление геометрической фазы у нейтральных частиц с магнитным моментом при их движении в электрическом поле. В физике твердого тела аналогом этого явления стало спин-орбитальное взаимодействие (СОВ) Рашбы в двумерных электронных газах.

Идея использования СОВ для управления спиновым транспортом восходит к классической работе Датты и Даса [3], предложивших концепцию спинового полевого транзистора [4]. В этой парадигме мезоскопические кольцевые структуры оказались идеальными кандидатами на роль квантовых интерферометров, позволяющих преобразовывать набег фазы в модуляцию проводимости. Однако, как было показано в работе Мейера и соавторов [5], для адекватного моделирования таких устройств в одномерном приближении требуется использование строгого эрмитова гамильтониана. Учет кривизны проводящего канала и правильное упорядочивание операторов им-

пульса и спина являются критическими факторами для предсказания спин-зависимых интерференционных эффектов.

Как результат, в последние десятилетия фокус исследований сместился в сторону анализа и создания эффективных спиновых фильтров на основе Рашба-колец (см., например, [6–9]), где селекция носителей осуществляется за счет расщепления волновых векторов противоположных спиновых проекций. Среди многочисленных работ, идея об использовании терагерцовых (ТГц) и высокочастотных (ВЧ) полей для прецизионного управления спиновым током в нанoeлектронных устройствах может оказаться достаточно перспективной (см., например, [10–14]). Фундаментальной основой для такого рассмотрения является концепция “радиационно-одетой” материи [15], приводящая к формированию гибридных электронно-полевых квазичастиц – “одетых” электронов. Физические свойства таких состояний радикально отличаются от свойств “голых” носителей, что открывает принципиально новые возможности для спинтроники. Квантовые кольца представляют собой уникальную платформу для реализации таких эффектов благодаря высокой чувствительности к различным геометрическим фазам [16].

В данной работе мы объединяем концепцию геометрических фаз с формализмом Флоке–Магнуса [17–20] для реализации принципа оптически управляемого спинового затвора. Для глубоко субволново-

¹⁾См. дополнительный материал к данной статье на сайте нашего журнала www.jetpletters.ru

²⁾e-mail: rashid@theor.jinr.ru

го режима, когда пространственный размер кольца много меньше длины волны ТГц-излучения, предложена модель интерферометра с асимметричной конфигурацией контактов, сдвинутых на угол $\pi/2$ относительно друг друга. Мы показываем, что совместное действие топологической фазы АК и динамической дефазировки волновых функций обеспечивает режим глубокого подавления тока (“оптический затвор”) и эффективную модуляцию спиновой поляризации.

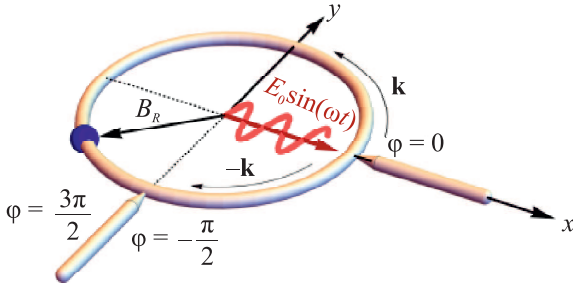


Рис. 1. (Цветной онлайн) Схематический рисунок, отображающий взаимодействие ВЧ оптического поля с движением электрона в мезоскопическом кольце. В кольце существует взаимодействие Рашбы, создающее эффективное магнитное поле. Проекция спина электрона ориентированы по направлению магнитного поля во внутрь и в противоположную сторону. Движение электрона по верхнему плечу происходит против часовой стрелки от правого квантового контакта $\varphi = 0$ до выходного квантового контакта $\varphi = 3\pi/2$. Движение по нижнему плечу кольца происходит по часовой стрелке от $\varphi = 0$ до $\varphi = -\pi/2$

I. Гамильтониан и фаза АК. Для описания спиновой динамики электрона в двумерном кольце радиуса R мы используем эрмитов гамильтониан Мейера [5], который корректно учитывает геометрическую кривизну канала:

$$H_{2D} = -\frac{\hbar^2}{2m^*} \nabla^2 + \alpha_R (\boldsymbol{\sigma} \cdot [\mathbf{k} \times \mathbf{e}_z]), \quad (1)$$

где α_R – константа СОВ Рашбы, а $\mathbf{k}$ – оператор импульса. В общем случае эффективное поле СОВ может быть направлено под произвольным углом к плоскости кольца, что приводит к сложной зависимости спектра от ориентации поля [21]. В настоящей работе мы рассматриваем наиболее эффективную для спиновой селекции конфигурацию, в которой поле Рашбы $\mathbf{B}_{SO}$ направлено строго в плоскости кольца (перпендикулярно траектории электрона $\mathbf{B}_{SO} \parallel \mathbf{e}_r$). Это соответствует стандартной геометрии квантовой ямы, выращенной вдоль оси z , что исключает неопределенность, связанную с наклоном вектора СОВ, и позволяет свести задачу к одномерному эффективному гамильтониану.

В полярных координатах, с учетом взаимодействия с линейно-поляризованным электрическим полем $\mathbf{E}(t) = E_0 \sin(\omega t) \cdot \mathbf{e}_x$ и принципа минимального взаимодействия $\hat{\mathbf{p}} \rightarrow \hat{\mathbf{p}} + e\mathbf{A}(t)$, векторный потенциал в тангенциальном направлении имеет вид:

$$A_\varphi(\varphi, t) = -A_0 \cos(\omega t) \sin \varphi, \quad A_0 = E_0/\omega, \quad (2)$$

а Гамильтониан системы записывается в виде:

$$H(t) = \hbar\omega_0 \left[\hat{\ell}_z + \Omega(\varphi, t) \right]^2 + \hbar\omega_R \left[\sigma_r \left(\hat{\ell}_z + \Omega(\varphi, t) \right) - \frac{i}{2} \sigma_\varphi \right]. \quad (3)$$

Здесь $\hat{\ell}_z = -i\partial_\varphi$, $\omega_0 = \hbar/(2m^*R^2)$, $\omega_R = \alpha_R/(\hbar R)$, а безразмерный вклад поля определяется как $\Omega(\varphi, t) = \Omega_0 \cos(\omega t) \sin \varphi$ с амплитудой $\Omega_0 = -eRE_0/\hbar\omega$. Паули-матрицы в полярных координатах: $\sigma_r(\varphi) = \sigma_x \cos \varphi + \sigma_y \sin \varphi$, $\sigma_\varphi(\varphi) = -\sigma_x \sin \varphi + \sigma_y \cos \varphi$.

Для исключения пространственной зависимости матриц Паули и упрощения оператора СОВ перейдем во вращающуюся систему координат с помощью унитарного преобразования $U = \exp(-i\sigma_z\varphi/2)$. В этом представлении оператор импульса преобразуется как $U^\dagger \hat{\ell}_z U = -i\partial_\varphi - \sigma_z/2$, а радиальная и тангенциальная матрицы Паули переходят в стационарные σ_x и σ_y соответственно. Вторым шагом, для обеспечения лучшей сходимости ВЧ-разложения и исключения перенормировки эффективной массы, мы переходим к калибровке длины, что эквивалентно строгому дипольному приближению по пространственной координате (в силу малости размера кольца относительно длины волны излучения) с помощью преобразования Гепперт–Майер (см. детали в книге [22]). Так как векторный потенциал $\mathbf{A}(t)$ в исходном гамильтониане (3) входит не только в кинетическую энергию, но и в спин-орбитальный член через оператор импульса, калибровочное преобразование Гепперт–Майера устраняет временную зависимость одновременно из обоих членов.

Полное унитарное преобразование системы $\mathcal{U} = UV$ переводит исходный гамильтониан (3) в трансформированный гамильтониан $\mathcal{H}(t) = \mathcal{U}^\dagger H \mathcal{U} - i\hbar \mathcal{U}^\dagger \partial_t \mathcal{U}$:

$$\mathcal{H}(t) = \hat{H}_0 - V_0 \cos \varphi \sin(\omega t). \quad (4)$$

Здесь $V_0 = eE_0R$ – амплитуда дипольного взаимодействия, а эффективный стационарный гамильтониан $\hat{H}_0$ определяется выражением:

$$\hat{H}_0 = \hbar\omega_0 \left[\hat{X}^2 + Q\sigma_x(-i\partial_\varphi) \right], \quad \hat{X} = -i\partial_\varphi - \frac{\sigma_z}{2}, \quad (5)$$

где $Q = 2m^*\alpha_R R/\hbar^2$. В полученном представлении взаимодействие определяется исключительно дипольным слагаемым, а оператор кинетической энергии сохраняет свой первоначальный вид, что гарантирует неизменность эффективной массы носителей m^* в рамках теории возмущений. Полученная форма (4) является оптимальной для применения формализма Флоке–Магнуса, так как взаимодействие с полем полностью отделено от кинетической и спиновой структуры системы.

В данной работе мы рассматриваем следующие параметры: энергия электрона $E_F = 1.14$ мэВ, энергия кванта поля $\hbar\omega = 6$ мэВ, эффективная масса $m^* = 0.045m_e$ и радиус кольца $R = 200$ нм. Характерный масштаб размерного квантования составляет $\hbar\omega_0 = \hbar^2/(2m^*R^2) \approx 0.02$ мэВ. Таким образом, частота ВЧ-поля превышает характерные частоты системы более чем в 300 раз ($\omega/\omega_0 \gg 1$, $\hbar\omega \gg E_F$). В этом ВЧ-режиме электрон “не успевает” реагировать на мгновенные осцилляции поля, что позволяет перейти к описанию в терминах “одетых” полем состояний (*dressed states*). В данном представлении быстрые временные зависимости, навязанные внешним полем, перенесены в структуру новой волновой функции $\psi_{\text{new}}(t) = (UV)^\dagger \psi_{\text{old}}(t)$ через соответствующие фазовые множители, обусловленные как калибровочным преобразованием Гейперт–Майер, так и вращением системы координат. Это позволяет решать для $\psi_{\text{new}}(t)$ уравнение Шредингера с преобразованным гамильтонианом (4), в котором динамика определяется почти стационарным эффективным потенциалом. Согласно теореме Флоке, решения в “одетом” базисе имеют вид:

$$\psi_{\text{new}}(\varphi, t) = e^{-i\varepsilon t/\hbar} \Phi_{\text{new}}(\varphi, t), \quad \Phi_{\text{new}}(t) = \Phi_{\text{new}}(t+T), \quad (6)$$

где ε – квазиэнергия. Поскольку комбинированное унитарное преобразование $\mathcal{U} = UV$ обладает периодом T , спектр квазиэнергий трансформированной системы совпадает с физическим спектром исходного гамильтониана. Для нахождения ε и анализа динамики в “одетом” базисе мы переходим к эффективно-му гамильтониану Флоке–Магнуса $\hat{H}_{\text{eff}}$, представляющему собой ВЧ-разложение по параметру (ω_0/ω) .

Перепишем гамильтониан (4) в следующей форме

$$\hat{\mathcal{H}}(t) = \hat{H}_0 + \hat{V}_{+1}e^{i\omega t} + \hat{V}_{-1}e^{-i\omega t}, \quad \hat{V}_{+1} = -i\frac{\hat{V}_{\text{dip}}}{2}, \quad (7)$$

$$\hat{V}_{-1} = i\frac{\hat{V}_{\text{dip}}}{2}, \quad \hat{V}_{\text{dip}} = -eE_0\hat{x}, \quad \hat{x} = R\cos\varphi\mathbf{e}_x. \quad (8)$$

Разложение Магнуса во втором порядке по (ω_0/ω) позволяет корректно описать динамический эффект

Штарка и получить пондеромоторный вклад в энергию “одетых” электронов:

$$\begin{aligned} \hat{H}_{\text{eff}} &= \hat{H}_0 + \frac{1}{4\hbar^2\omega^2} [\hat{V}_{\text{dip}}, \hat{H}_0], \hat{V}_{\text{dip}}], \\ &= \hat{H}_0 + K(\varphi), \text{ где } K(\varphi) = \frac{1}{8} \frac{e^2 E_0^2}{m^*\omega^2} \sin^2 \varphi. \end{aligned} \quad (9)$$

Поскольку амплитуда пространственной модуляции индуцированного потенциала мала по сравнению с энергией Ферми ($K(\varphi) \ll E_F$), для анализа интерференционных эффектов мы переходим к пространственно усредненному значению пондеромоторной энергии:

$$\langle K \rangle = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} K(\varphi) d\varphi = \frac{1}{16} \frac{e^2 E_0^2}{m^*\omega^2}. \quad (10)$$

Здесь множитель $1/16$ возникает естественным образом как результат усреднения по времени квадрата гармонического поля (дающего $1/2$) и последующего геометрического усреднения профиля $\sin^2 \varphi$ вдоль кольца (дающего еще $1/2$). Для рассматриваемых параметров ($E_F = 1.14$ мэВ, $k_F R \approx 7.34$) отношение $\langle K \rangle/E_F \approx 0.019$ при интенсивностях ($I \leq 100$ Вт/см², см. детали в разделе II А) оказывается существенно меньше квазиклассического предела $1/\sqrt{k_F R} \approx 0.369$, что строго обосновывает применимость пространственного усреднения потенциала.

Использование локального профиля $K(\varphi)$ в рамках формализма Магнуса позволяет корректно учесть условия динамической локализации носителей, в то время как переход к $\langle K \rangle$ обеспечивает самосогласованное описание набег фаз в рамках эффективной 1D-модели. Для последующего анализа влияния интенсивности падающего ТГц излучения мы определим пондеромоторную энергию как $K \equiv \langle K \rangle$.

Завершая процедуру построения эффективно-го описания в ВЧ пределе, отметим, что использование разложения Магнуса во втором порядке по параметру (ω_0/ω) позволяет полностью исключить явную зависимость от времени в гамильтониане (4). Учитывая периодичность функций Флоке $\Phi_{\text{new}}(\varphi, t) = \Phi_{\text{new}}(\varphi, t+T)$, мы разлагаем их в ряд Фурье $\Phi_{\text{new}}(\varphi, t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \phi_n(\varphi) \exp(-in\omega t)$. Используя это разложение, мы переходим от динамического уравнения Шредингера к стационарной задаче на собственные значения для квазиэнергий ε :

$$\hat{H}_{\text{eff}}\phi_n(\varphi) = (\varepsilon + n\hbar\omega)\phi_n(\varphi). \quad (11)$$

Здесь эффективный гамильтониан $\hat{H}_{\text{eff}} = \hat{H}_0 + K$ включает в себя пондеромоторный потенциал $\langle K \rangle$, индуцированный быстрыми осцилляциями поля. Ин-

декс n характеризует номер фотонного канала в теории Флоке.

Физический смысл инвариантности функции Флоке заключается в том, что все “быстрые” фазовые набегі внутри периода T компенсируются структурой “одетого” состояния, а накопление фазы при движении электрона по плечам кольца определяется исключительно собственными значениями $\hat{H}_{\text{eff}}$. Таким образом, задача нахождения интерференционной картины сводится к определению волновых векторов k_n из дисперсионного уравнения (11) для каждого фотонного канала n . Данный подход позволяет рассматривать влияние интенсивного излучения как эффективную перенормировку кинетической энергии электрона, что непосредственно проявляется в сдвиге интерференционных полос при изменении амплитуды внешнего поля E_0 .

Для нахождения волновых векторов электрона в каждом из фотонных каналов подставим оператор $\hat{X} = -i\partial_\varphi - \sigma_z/2$ в стационарное уравнение (11). В представлении плоских волн $\phi_n(\varphi) \sim e^{ik_n\varphi}$ действие оператора сводится к замене $-i\partial_\varphi \rightarrow k_n$. В результате эффективный гамильтониан $\hat{H}_0$ принимает вид матрицы 2×2 в базисе собственных состояний σ_z :

$$\hat{H}_0 = \hbar\omega_0 \begin{pmatrix} (k_n - 1/2)^2 & Qk_n \\ Qk_n & (k_n + 1/2)^2 \end{pmatrix}. \quad (12)$$

Диагонализация данной матрицы позволяет получить дисперсионное уравнение для каждой спиновой ветви $s = \pm 1$:

$$k_n^2 + \frac{1}{4} + sk_n\sqrt{1+Q^2} = \frac{\varepsilon + n\hbar\omega - K}{\hbar\omega_0}. \quad (13)$$

В открытом кольце электрон влетает с фиксированной энергией Ферми E_F . Далее, поскольку волна может бежать как по часовой стрелке, так и против нее, при извлечении корня возникают два знака. Введем индекс направления $\lambda = \pm$ (где $+1$ – против часовой стрелки, -1 – по часовой; см. рис. 1). Решение уравнения (13) относительно волнового вектора k_n дает искомый результат:

$$k_{\lambda,s}^{(n)} = -\frac{s}{2}\sqrt{1+Q^2} + \lambda\sqrt{\frac{E_F + n\hbar\omega - K}{\hbar\omega_0} + \frac{Q^2}{4}}. \quad (14)$$

С целью определения полного набора возможностей мы переобозначили $k_n \rightarrow k_{\lambda,s}^{(n)}$. Мы получили не один, а четыре разных волновых вектора! Далее введем несколько определений:

$$A = \sqrt{1+Q^2} \Rightarrow Q^2 = A^2 - 1, \quad (15)$$

$$C_n = \sqrt{A^2 - 1 + \frac{4(E_F + n\hbar\omega - K)}{\hbar\omega_0}}, \quad (16)$$

$$k_{\lambda,s}^{(n)} = \frac{1}{2}(\lambda C_n - sA). \quad (17)$$

Уравнение (17) определяет спектр квазиэнергий волновых векторов электрона, “одетых” внешним ТГц-полем, выраженный через два независимых параметра системы:

- *Параметр C (Кинетика + Свет)*: отвечает за продольное движение. Он уменьшается при включении лазера, потому что растет K . Свет работает как *эффективный тормоз*, меняя условие резонанса электрона в кольце. От спина s он не зависит.
- *Параметр A (Топология + Рашба)*: отвечает за спиновое расщепление. Он сдвигает импульс вверх для одного спина и вниз для другого. Именно он создает разность фаз между $\uparrow$ и $\downarrow$, позволяя кольцу работать как спиновый фильтр.

Таким образом, дисперсия (17) закладывает основу для количественного описания лазерно-индуцированной модуляции интерференционного тока, где внешнее поле выступает в роли прецизионного “оптического затвора”.

Для наглядной демонстрации интерференционных эффектов представим эволюцию волновой функции схематично. Пусть на входе в кольцо ($\varphi = 0$) электрон описывается константным спином χ_s , привязанным к направлению локального эффективного магнитного поля Рашбы в кольце. Для удобства изложения опустим индекс (n) в определении волнового числа, т.е. используем $k_{\lambda,s}$.

При прохождении по верхнему/нижнему плечу кольца (индекс $\lambda = +1/-1$), волновая функция электрона на выходе в узле стока ($\Psi_{\lambda,s}$) приобретает вид:

$$\Psi_{\lambda,s}(t) = A_\lambda \underbrace{\exp\left(i\frac{\sigma_z}{2}\varphi_\lambda\right)}_{\text{Topology}} \cdot \underbrace{e^{ik_{\lambda,s}\varphi_\lambda}}_{\text{Kinematics}} \times \underbrace{\exp(-iz_\lambda \cos(\omega t))}_{\text{Dynamics}} \chi_s, \quad (18)$$

где A_λ – это амплитуды вероятности того, что электрон пойдет по верхнему или нижнему плечу соответственно; φ_λ – угол пройденного пути, а $k_{\lambda,s}$ – эффективный волновой вектор (см. формулу (17)).

Формула (18) явно разделяет три важных механизма. Во-первых, обратное преобразование спинора

в лабораторную систему координат генерирует топологическую фазу: из-за разности путей в 2π возникает относительный знак минус, обеспечивающий деструктивную интерференцию. Во-вторых, кинематическая фаза определяется эффективными волновыми векторами (18). Наконец, динамическая фаза Пайерлса через тождество Якоби–Ангера трансформируется в суперпозицию Флоке-гармоник с амплитудами $J_n(z)$, где $z = eRA_0/\hbar$.

Рассмотрим подробно интерференционные эффекты при эволюции волновой функции электрона в рамках мезоскопического аналога спинового транзистора Датты–Даса [3]. Предположим, что подводящие резервуары (инжектор и детектор) являются ферромагнитными, причем их намагниченности коллинеарны и ориентированы вдоль оси x (в плоскости кольца). Поскольку эффективное поле Рашбы $\mathbf{B}_{SO} \parallel \mathbf{e}_r$ на входе ($\varphi = 0$) направлено вдоль оси y , инжектированные электроны находятся в чистом квантовом состоянии, поляризованном перпендикулярно локальному спин-орбитальному полю:

$$|\Psi_{\text{in}}\rangle = |+\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow_z\rangle + |\downarrow_z\rangle), \quad (19)$$

где $|\uparrow_z\rangle, |\downarrow_z\rangle$ – собственные состояния оператора σ_z , определяющие базис квантования в кольце.

При прохождении электрона по плечам интерферометра каждая спиновая компонента $s = \uparrow, \downarrow$ (соответствующая $s = \pm 1$) эволюционирует независимо, накапливая собственный фазовый набег. Согласно теореме Крамерса, при нулевом магнитном поле полные вероятности прохождения для противоположных спинов строго равны ($T_{\uparrow}^{(n)} = T_{\downarrow}^{(n)} \equiv T_n$), что исключает генерацию спин-поляризованного тока из неполяризованного источника в двухконтактной схеме [23, 24].

Выбор асимметрии контактов (отношение плеч 3:1) обеспечивает разность геометрических длин путей в верхнем и нижнем плечах. В симметричном кольце (1:1) изменение волнового вектора под действием света приводило бы к одинаковому сдвигу фаз в обоих плечах, оставляя их разность неизменной ($\Delta\Phi = 0$). Асимметричная конфигурация делает разность фаз чувствительной к интенсивности ТГц-поля за счет изменения эффективного волнового вектора электрона. Как следствие, комплексные амплитуды прохождения $t_s^{(n)} = \sqrt{T_n} \exp i\vartheta_s$ для спиновых ветвей приобретают различные фазовые сдвиги $\vartheta_s = \arg(t_s^{(n)})$ в силу зависимости волновых векторов ($|\uparrow_z\rangle, |\downarrow_z\rangle$) от знака спиновой проекции s . В результате когерентного сложения парциальных волн

волновая функция электрона на выходе из кольца перед детектором принимает вид:

$$|\Psi_{\text{out}}^{(n)}\rangle = \frac{\sqrt{T_n}}{\sqrt{2}} (e^{i\vartheta_{\uparrow}} |\uparrow_z\rangle + e^{i\vartheta_{\downarrow}} |\downarrow_z\rangle) \cdot \exp[-iz \cos(\omega t)], \quad (20)$$

где T_n – вырожденный по спину транспортный огибающий профиль (амплитудный клапан), а фазовый множитель $\exp[-iz \cos(\omega t)]$ описывает динамическую модуляцию поля. Проекция выходного состояния (20) на спиновое состояние коллектора $|+\rangle$ определяет полную вероятность прохождения в ферромагнитном канале для n -й гармоники Флоке:

$$T_{\text{FM},\uparrow}^{(n)} = |\langle + | \Psi_{\text{out}}^{(n)} \rangle|^2 = T_n \cos^2\left(\frac{\Delta\vartheta_n}{2}\right), \quad (21)$$

где $\Delta\vartheta_n = \vartheta_{\uparrow} - \vartheta_{\downarrow}$ – разность фаз между спиновыми каналами (угол прецессии спина), индуцированная СОВ.

В режиме слабой связи с контактами (лидами) ($\mathcal{D} \ll 1$) транспортный огибающий профиль T_n носит ярко выраженный резонансный характер. В рамках унитарного S -матричного формализма Буттикера, когда суммирование проводится по многократным “намоткам” внутри кольца (см. детали подхода в [25–27] и дополнительных материалах), когерентное рассеяние на контактах связывает встречные волны разной киральности. Это приводит к полной компенсации спин-орбитального параметра A в детерминанте полной матрицы рассеяния, сохраняя вырождение Крамерса ($T_{\uparrow} = T_{\downarrow} \equiv T_n$). В этом резонансном режиме связанных суб-резонаторов Фабри–Перо прозрачность открытого канала кольца T_n строго описывается выражением:

$$T_n = \frac{\mathcal{D}^2}{\mathcal{D}^2 + 4(1 - \mathcal{D}) \sin^2\left(\Phi_{\text{orb}}^{(n)}/2\right)}, \quad (22)$$

где $\Phi_{\text{orb}}^{(n)} = \pi C_n/2$ – спин-независимый орбитальный набег фазы на эффективной длине резонатора, определяемый кинетической энергией электронов Флоке (которая напрямую модулируется внешним ВЧ полем). Появление масштабного множителя $1/2$ перед кинетическим членом C_n обусловлено тем, что в канонической резонансной форме Фабри–Перо аргументом синуса является половина полной фазы, приобретаемой волной за полный обход кольца ($2\pi R$), что эффективно сводит резонансное условие к полупериметру структуры (πR).

Спин-орбитальный параметр A , оставаясь строго постоянным, определяет внутреннее расщепление волновых векторов для противоположных спи-

новых проекций. Динамическое изменение орбитального вклада C_n под действием ТГц излучения в условиях геометрической асимметрии путей приводит к контролируемому изменению фазового сдвига $\Delta\vartheta_n$ в выражении (21). Таким образом, в случае немагнитных лидов ТГц поле не способно модулировать полный ток из-за сохранения вырождения Крамерса. Однако в рассматриваемой схеме Датты–Даса с ферромагнитными контактами за счет проекции волновых функций на спин-поляризованные состояния в коллекторе ситуация принципиально меняется.

Влияние параметра A проявляется исключительно в фазах ϑ_s комплексных амплитуд прохождения. При выбранном рабочем значении $A = 7/2$ (см. ниже подраздел А раздела II) разность фаз между спиновыми компонентами на выходе составляет $\Delta\vartheta_n = \pi$ (что эквивалентно разности фаз 7π за полный обход кольца). То есть спиновые фазы на выходе находятся в строгой противофазе. При последующем проецировании выходного состояния на ферромагнитный коллектор это приводит к полному запираанию измеряемого канала за счет деструктивной интерференции фаз: прецессионный фактор в (21) обращается в ноль ($\cos^2(\Delta\vartheta_n/2) = 0$), что в сочетании с ТГц-модулированным орбитальным набегом фазы и обеспечивает бесконтактный режим “оптического спинового затвора”.

Для нахождения полной усредненной по времени проводимости системы просуммируем вклады от всех открытых каналов Флоке согласно обобщенной формуле Ландауэра–Бюттикера [25, 27–30]:

$$G(z) = G_0 \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n^2(z) T_{\text{FM}}^{(n)}(E_F + n\hbar\omega), \quad (23)$$

где $G_0 = e^2/h$ – квант проводимости, а распределение вероятностей по гармоникам Флоке модулируется квадратами функций Бесселя $J_n^2(z)$ в соответствии с разложением Якоби–Ангера:

$$\exp[-iz \cos(\omega t)] = \sum_{n=-\infty}^{\infty} i^n J_n(z) e^{-in\omega t}. \quad (24)$$

В рассматриваемом ТГц-диапазоне ($\hbar\omega = 6$ мэВ) при энергии Ферми $E_F \approx 1.14$ мэВ процессы с излучением реальных фотонов ($n < 0$) энергетически запрещены ($E_F + n\hbar\omega < 0$), что переводит их в класс затухающих мод. При этом в режиме слабой связи с контактами переходы в высоколежащие состояния размерного квантования подавлены из-за пренебрежимо малого перекрытия их сильно осциллирующих волновых функций с состояниями вблизи энергии

Ферми. Это позволяет ограничить суммирование в (23) только упругим каналом ($n = 0$) и неупругими каналами поглощения ($n = 1, 2$):

$$G(z) \approx G_0 \left[J_0^2(z) T_{\text{FM}}^{(0)}(E_F) + J_1^2(z) T_{\text{FM}}^{(1)}(E_F + \hbar\omega) + J_2^2(z) T_{\text{FM}}^{(2)}(E_F + 2\hbar\omega) \right]. \quad (25)$$

II. Обсуждение результатов.

А. Детали расчетов.

- Параметр связи $\mathcal{D}$ определяет эффективную ширину резонансных пиков $\Gamma = 2\mathcal{D} \cdot E_{Th}$, где энергия Таулеса $E_{Th} = (\hbar/2\pi R) \sqrt{2E_F/m^*} = \hbar/\tau$ является фундаментальной мерой времени пролета τ электрона через систему.

Для выбранных параметров структуры ($\mathcal{D} = 0.15$) энергия Таулеса составляет $E_{Th} \approx 0.0495$ мэВ, что задает ширину резонанса $\Gamma \approx 0.0148$ мэВ. При этом расстояние между уровнями размерного квантования равно $\Delta E = 2\pi E_{Th} \approx 0.311$ мэВ. Рабочая температура $T = 100$ мК соответствует тепловой энергии $k_B T \approx 0.0086$ мэВ. В результате в системе строго выполняется фундаментальная иерархия мезоскопических энергий:

$$k_B T < \Gamma < \Delta E. \quad (26)$$

Выполнение данного условия гарантирует, что температурное размытие не подавляет квантовую интерференцию, позволяя наблюдать хорошо выделенные резонансы в проводимости. Более того, поскольку термическое уширение функции распределения Ферми–Дирака вносит лишь малые количественные поправки, в дальнейших аналитических расчетах использование предела $T \rightarrow 0$ является физически обоснованным (без необходимости явного интегрирования $T_s^{(n)}$ по энергии).

- В работе выбрано значение безразмерного спин-орбитального параметра $A = \sqrt{1+Q^2} = 7/2$. Данное значение продиктовано необходимостью достижения максимальной статической спиновой поляризации P в отсутствие внешнего ВЧ-поля ($I \rightarrow 0$). Физически это условие соответствует обеспечению деструктивной интерференции для одной из спиновых компонент и конструктивной для противоположной (режим противофазы), что позволяет достичь теоретического предела $P \approx 1$.

Для реализации данного режима в мезоскопическом кольце радиусом $R = 200$ нм на основе гетероструктуры InGaAs ($m^* = 0.045m_e$) константа взаимодействия Рашбы была зафиксирована на значении $\alpha_R \approx 14.195$ мэВ · нм. Данная величина находится в диапазоне экспериментально достижимых значений для индиевых соединений при управлении внешним затвором (*top-gate voltage*) [31]. Таким образом, выбранная конфигурация $A = 3.5$ является оптимальной рабочей точкой (*working point*) спинового модулятора, обеспечивающей максимальный динамический диапазон управления спиновым током при последующей подаче ТГц-излучения.

- Электрон в кольце InGaAs находится не в вакууме, а внутри среды с высокой диэлектрической проницаемостью ($\varepsilon_r \approx 12$). Связь между макроскопической интенсивностью падающего ТГц-излучения I и амплитудой электрического поля внутри среды E_{med} определяется соотношением:

$$E_{\text{med}} = \sqrt{\frac{2I}{c\varepsilon_0\sqrt{\varepsilon_r}}}. \quad (27)$$

Для количественной оценки эффективности высокочастотного воздействия мы вводим фактор усиления локального электрического поля f . В изолированном полупроводниковом объеме ТГц-излучение эффективно ослабляется из-за процессов квазистатического деполяризации экранирования. Однако в рассматриваемой мезоскопической транспортной конфигурации полупроводниковое кольцо интегрировано в субволновый зазор между металлическими контактами (лидами) и затворами. В ТГц диапазоне эта проводящая конфигурация электродов эффективно работает как приемная плазменная антенна (щелевой концентратор поля), которая собирает энергию падающей волны и фокусирует ее ближнее поле непосредственно в нанометровую область максимальной локализации (*hotspot*), где расположено кольцо. Высокая диэлектрическая проницаемость проводящего канала кольца обеспечивает дополнительную локализацию ТГц-тока вдоль окружности. За счет гибридизации диэлектрической моды канала с ближним полем металлической затворной антенны деполяризационное экранирование преодолевается, и локальное поле в зазоре может превышать поле падающей волны в десятки и сотни раз [32].

В ТГц диапазоне сужающиеся металлические контакты, разделенные субволновым зазором шириной $w = 400$ нм (соответствующим внешнему диаметру кольца), ведут себя как обкладки плоского конденсатора. В такой субволновой геометрии реализуется квазистатический режим: лиды собирают переменное поле падающей волны E_{med} на характерной эффективной длине L_{eff} , индуцируя наводку $V \approx E_{\text{med}} \cdot L_{\text{eff}}$. Поскольку это напряжение полностью падает на узком зазоре, локальное усиленное поле составляет $E_{\text{eff}} \approx V/w$, что дает геометрический фактор усиления:

$$f = \frac{E_{\text{eff}}}{E_{\text{med}}} \approx \frac{L_{\text{eff}}}{w}. \quad (28)$$

Для используемого зазора $w = 400$ нм выбранное нами консервативное значение $f \approx 5.8$ соответствует эффективной длине сбора поля $L_{\text{eff}} \approx 2.3$ мкм. Данная величина составляет лишь малую долю от реальной продольной длины контактов (порядка десятков микрон). Такое ограничение L_{eff} позволяет учесть неизбежное диэлектрическое экранирование со стороны полупроводниковой подложки InGaAs ($\varepsilon_r \approx 12$) и дает осторожную оценку усиления “снизу”, хорошо согласующуюся с результатами более детальных численных расчетов для близких плазмонных ТГц-структур [33].

Таким образом, зафиксированное нами значение локального фактора усиления $f \approx 5.8$, связывающее амплитуду поля в кольце $E_{\text{eff}} = f \cdot E_{\text{med}}$, является физически обоснованным и реалистичным для плазмонно-диэлектрических мезоструктур ТГц-диапазона. Данный коэффициент позволяет достичь критического параметра пондеромоторной модуляции:

$$z = \frac{eE_{\text{eff}}R}{\hbar\omega} \approx 2.4 \implies J_0(z) = 0 \quad (29)$$

при умеренных интенсивностях $I \approx 65\text{--}75$ Вт/см² (см. рис. 2 и текст ниже). Без учета этого антенного усиления ($f = 1$) для достижения точки динамической локализации $J_0(z) = 0$ потребовались бы мощности на два порядка выше, что привело бы к перегреву электронной подсистемы и разрушению фазовой когерентности.

Следует отметить, что хотя локальный фактор усиления $f \approx 5.8$ определяется геометрической конфигурацией субволнового металли-

ческого зазора и диэлектрическими свойствами среды, в реальном эксперименте величина аргумента модуляции z остается полностью контролируемой. Экспериментатор имеет возможность прецизионно настраивать эффективное поле E_{eff} путем плавного изменения макроскопической интенсивности падающего излучения I , а также варьировать величину f на этапе нанолитографического изготовления за счет изменения ширины щелевого концентратора. Это позволяет стабильно удерживать систему в границах “зоны комфорта” (см. обсуждение в подразделе II В Области I и II) и достигать точки динамической локализации без риска теплового разрушения фазовой когерентности.

В. Анализ рабочих характеристик спинового модулятора. Имея проводимость, мы можем рассчитать поведение поляризации

$$P = \frac{G_{\uparrow}(z) - G_{\downarrow}(z)}{G_{\uparrow}(z) + G_{\downarrow}(z)} \quad (30)$$

как функцию интенсивности поля I . Для установления строгой связи между микроскопическими характеристиками транспорта в кольце и макроскопическим откликом спинового затвора необходимо конкретизировать процедуру проецирования волновой функции на магнитные контакты. В режиме слабой связи с лидами транспорт внутри кольца носит резонансный характер и полностью определяется спин-вырожденным транспортным огибающим профилем T_n (см. формулу (22)).

При прохождении когерентного пучка через ферромагнитные контакты, ориентированные вдоль оси x , выделяются параллельная ($\uparrow$) и антипараллельная ($\downarrow$) конфигурации транспорта. Проецируя выходное состояние (20) на собственные состояния оператора σ_x , для полных вероятностей прохождения всей структуры в n -м канале Флоке получаем обобщенные соотношения:

$$T_{\text{FM},\uparrow}^{(n)} = T_n \cos^2\left(\frac{\Delta\vartheta_n}{2}\right), \quad T_{\text{FM},\downarrow}^{(n)} = T_n \sin^2\left(\frac{\Delta\vartheta_n}{2}\right), \quad (31)$$

где фазовый сдвиг $\Delta\vartheta_n = \vartheta_{\uparrow} - \vartheta_{\downarrow}$ определяет угол геометрической прецессии спина.

Полученные соотношения (31) наглядно раскрывают чисто фазовый мезоскопический механизм работы предложенного ТГц-спинтронного устройства. Поскольку строгий квантово-механический учет перерассеяний на контактах сохраняет вырождение Крамерса ($T_{\uparrow} = T_{\downarrow} \equiv T_n$), спиновая модуляция тока

осуществляется не за счет тривиальной фильтрации амплитуд внутри кольца, а исключительно за счет интерференции спиновых фаз при проецировании на ферромагнитные лиды. При изменении интенсивности или частоты нерезонансного ТГц излучения модулируется орбитальный набег фазы $\Phi_{\text{orb}}^{(n)}$, что смещает систему по резонансному профилю T_n . В то же время фиксированный спин-орбитальный параметр A гарантирует, что при достижении условия противофазы ($\Delta\vartheta_n = \pi$) параллельная конфигурация контактов $T_{\text{FM},\uparrow}^{(n)}$ полностью запирается, в то время как антипараллельная конфигурация $T_{\text{FM},\downarrow}^{(n)}$ становится идеально прозрачной. Это обеспечивает сверхустойчивый режим бесконтактного переключения спинового затвора, защищенный фундаментальными симметриями квантового транспорта.

Важной характеристикой системы является отношение полезного сигнала к шуму (*Signal-to-Noise Ratio*, SNR). В нашем случае полезным сигналом выступает разность проводимостей в основном упругом канале, а шумом – суммарный неполяризованный ток от высших гармоник. Вводя величину W , с учетом соотношений (31) получаем:

$$W = \frac{J_0^2(z) \cdot |T_{\text{FM},\uparrow}^{(0)} - T_{\text{FM},\downarrow}^{(0)}|}{[J_1^2(z)T_{\text{FM,unpol}}^{(1)} + J_2^2(z)T_{\text{FM,unpol}}^{(2)}]}, \quad (32)$$

где $T_{\text{FM,unpol}}^{(n)} = T_{\text{FM},\uparrow}^{(n)} + T_{\text{FM},\downarrow}^{(n)}$ определяет неполяризованный фоновый вклад от высших неупругих гармоник Флоке. Фактор SNR и фактор добротности системы Q_L определяются как:

$$\text{SNR} = 10 \cdot \log_{10}(W), \quad (33)$$

$$Q_L = P \cdot \text{SNR}. \quad (34)$$

Суммирование вкладов (31) по каналам Флоке в рамках обобщенной формулы Ландауэра–Бюттикера (25) дает макроскопические проводимости $G_{\uparrow}(z)$ и $G_{\downarrow}(z)$, определяющие поляризацию P в выражении (30).

Использование соотношений (31) позволяет существенно упростить структуру величины W (32). В силу тригонометрического тождества и с учетом строгого выполнения вырождения Крамерса ($T_{\uparrow}^{(0)} = T_{\downarrow}^{(0)} = T_0$), разность парциальных вероятностей в числителе (32) сводится к:

$$|T_{\text{FM},\uparrow}^{(0)} - T_{\text{FM},\downarrow}^{(0)}| = T_0 |\cos(\Delta\vartheta_0)|. \quad (35)$$

Соответственно, в знаменателе (32) сумма по конфигурациям транспорта для каждого из неупругих

каналов Флоке ($n = 1, 2$) также приводит к взаимному сокращению спин-зависимых вкладов:

$$T_{\text{FM},\uparrow}^{(n)} + T_{\text{FM},\downarrow}^{(n)} = T_n \left[\cos^2 \left(\frac{\Delta\vartheta_n}{2} \right) + \sin^2 \left(\frac{\Delta\vartheta_n}{2} \right) \right] = T_n. \quad (36)$$

В результате выражение для отношения сигнал/шум W принимает физически прозрачный вид:

$$W = \frac{J_0^2(z)T_0 |\cos(\Delta\vartheta_0)|}{J_1^2(z)T_1 + J_2^2(z)T_2}, \quad (37)$$

представляющий собой отношение полезного поляризованного сигнала в упругом канале к неполяризованному фоновому шуму, генерируемому процессами неупругого поглощения ТГц-квантов.

На рисунке 2 представлены результаты расчета поляризации P и отношения сигнал/шум (SNR).

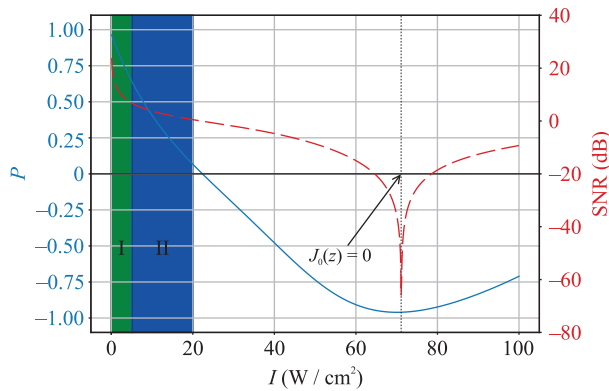


Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимость спиновой поляризации P (сплошная линия) и SNR (штриховая линия) от интенсивности I

Частота 6 мЭВ обеспечивает достаточный энергетический зазор для подавления боковых мод Флоке, а связь $\mathcal{D} = 0.15$ делает резонанс устойчивым к тепловому размытию при 100 мК (см. обсуждение формулы (26)). Вертикальная линия отмечает точку запираания ($z \approx 2.4$). Область I ($0 \leq I \leq 5 \text{ Вт/см}^2$) соответствует максимальной эффективности системы как фазового модулятора. Область II ($5 \leq I \leq 20 \text{ Вт/см}^2$) характеризует рабочий интервал, где система сохраняет логические свойства. В точке динамической локализации при $J_0(z \approx 2.4)$ ($I \sim 71 \text{ Вт/см}^2$) достигается режим полной блокады транспортного канала, при котором SNR падает до критических минимумов, и полезный транспорт прекращается.

Важно подчеркнуть, что воздействие ВЧ ТГц-излучения на электронный транспорт в асимметричном кольце носит двоякий характер. В области уме-

ренных интенсивностей (вплоть до точки локализации) ТГц-поле плавно модифицирует эффективный квазиимпульс электронов. Это приводит к непрерывному изменению интерференционного фазового сдвига между плечами кольца $\Delta\vartheta(I)$, который в общем случае отличен от деструктивного значения π . Именно эта фазовая модуляция обуславливает плавный спад и поведение спиновой поляризации $P(I)$ в областях I и II. Принципиально иной механизм включается при достижении критической интенсивности $I \approx 71 \text{ Вт/см}^2$. В этой точке аргумент пондеромоторной модуляции достигает первого нуля функции Бесселя ($z \approx 2.4048 \implies J_0(z) = 0$). В данном режиме фазовый набег окончательно перестает играть роль, так как амплитуда упругого прохождения полностью блокируется для обеих спиновых компонент, переводя систему в режим закрытого затвора.

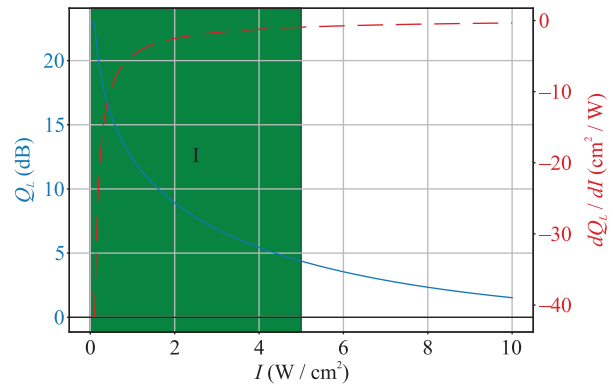


Рис. 3. (Цветной онлайн) Зависимость показателя добротности переключения Q_L и градиента dQ_L/dI в области значений максимальной эффективности системы как фазового модулятора от интенсивности поля

Эффективность функционирования спинового модулятора можно оценить через показатель добротности переключения $Q_L = P \cdot \text{SNR}$ и его производную по интенсивности ТГц-поля dQ_L/dI в режиме малых интенсивностей (см. рис. 3). При интенсивностях, стремящихся к нулю ($I \rightarrow 0$), функции Бесселя высших гармоник асимптотически устремляются к нулю ($J_{1,2}(z) \rightarrow 0$), что приводит к теоретической логарифмической расходимости фактора $\text{SNR} \propto -10 \log_{10}(I)$ и, как следствие, самой величины Q_L . В реальной мезоскопической структуре эта расходимость строго ограничивается снизу конечным вкладом фонового неупругого рассеяния и тепловых флуктуаций в контактах (лидах), в результате чего добротность выходит на конечный максимум ($\sim 25 \text{ дБ}$). Это состояние характеризуется почти полной спиновой поляризацией $P \approx 1$ и подавленным вкладом шумов высших гармоник ($n = 1, 2$).

С ростом интенсивности наблюдается резкий монотонный спад Q_L . Данное поведение обусловлено как ростом некогерентного фона высших гармоник Флоке, так и плавным уменьшением квадрата функции Бесселя нулевого порядка $J_0^2(z)$ в числителе (37), что физически означает подавление основного упругого транспортного канала при приближении системы к режиму динамической локализации.

Градиент dQ_L/dI служит количественной мерой чувствительности устройства к внешнему ТГц-излучению. Отметим, что аналитическая производная падающей функции $Q_L(I)$ в точке $I = 0$ устремляется в минус бесконечность, что на графике ограничено конечным шагом расчетной сетки численного дифференцирования и упомянутой физической регуляризацией фонового шума. В диапазоне $I < 2$ Вт/см² абсолютное значение градиента максимально, что указывает на режим сверхвысокой чувствительности. Это делает устройство идеальным кандидатом для прецизионного ТГц-фильтрования и быстродействующих спиновых переключателей Датты–Даса с низким энергопотреблением. При превышении интенсивности уровня 5 Вт/см² кривая градиента выполаживается ($dQ_L/dI \rightarrow 0$), что знаменует переход к более стабильному, но менее чувствительному фазовому режиму модуляции.

Полученные численные результаты подтверждают, что наиболее эффективная модуляция спинового тока происходит значительно ниже точки формального “запирания” канала ($J_0(z) = 0$, $I \approx 71$ Вт/см²). Это подчеркивает практическую значимость ТГц-полей малой интенсивности для разработки реальных устройств спинтроники. Следует отметить, что хотя микроскопический расчет спин-зависимой проводимости G_s выявляет серию резких интерференционных пиков, на рис. 2 и 3 представлены сглаженные кривые. Данное представление отражает макроскопический отклик системы по нескольким причинам. Во-первых, плавная огибающая позволяет выделить фундаментальный эффект динамической локализации, определяемый весовым коэффициентом $J_0^2(z)$ в уравнении (25). Во-вторых, использование усредненных характеристик позволяет четко определить границы *оптимальной зоны модуляции* и положение точки инверсии спина, что необходимо для стабильного функционирования спинового модулятора как логического устройства.

III. Заключение. В работе предложена модель оптически управляемого мезоскопического спинового затвора на базе полупроводникового кольца InGaAs. В отличие от классических схем, использование нерезонансного ТГц-излучения позволяет осу-

ществлять сверхбыстрое бесконтактное переключение. Показано, что синергия СОВ Рашбы и динамической локализации обеспечивает глубокое подавление упругого тока в нулях функции Бесселя $J_0(z)$. Продемонстрировано, что в силу теоремы Крамерса коэффициенты прохождения через изолированное кольцо остаются строго спин-вырожденными, а наблюдаемая спиновая поляризация тока имеет чисто интерференционную природу и возникает исключительно при проекции спин-зависимого набега фаз на ферромагнитный коллектор (схема Датты–Даса). Эффективное выключение упругой компоненты транспорта в точке затвора проявляется в резком падении отношения полезного стационарного сигнала к неупругому многофотонному шуму ($\text{SNR} \rightarrow -60$ дБ). Предложенная схема демонстрирует высокую устойчивость к температурным флуктуациям до 100 мК, представляя собой перспективный базовый элемент для высокоскоростной когерентной ТГц-спинтроники.

Финансирование работы. Данная работа финансировалась за счет средств бюджета Объединенного Института ядерных исследований. Никаких дополнительных грантов на проведение или руководство данным конкретным исследованием получено не было.

Конфликт интересов. Автор данной работы заявляет, что у него нет конфликта интересов.

1. Y. Aharonov and B. M. Bohm, “Significance of Electromagnetic Potentials in the Quantum Theory”, *Phys. Rev.* **115**, 485 (1959).
2. Y. Aharonov and A. Casher, “Topological Quantum Effects for Neutral Particles”, *Phys. Rev. Lett.* **53**, 319 (1984).
3. S. Datta and B. Das, “Electronic analog of the electrooptic modulator”, *Appl. Phys. Lett.* **56**, 665 (1990).
4. Yu. A. Bychkov and E. I. Rashba, “Properties of a 2D electron gas with lifted spectral degeneracy”, *JETP Lett.* **39**, 78 (1984).
5. F. E. Meijer, A. F. Morpurgo, and T. M. Klapwijk, “One-dimensional ring in the presence of Rashba spin-orbit interaction: Derivation of the correct Hamiltonian”, *Phys. Rev. B* **66**, 033107 (2002).
6. V. M. Ramaglia, V. Cataudella, G. De Filippis, and C. A. Perroni, “Spin filter effects in Rashba quantum rings”, *Phys. Rev. B* **70**, 035310 (2004).
7. N. T. Bagraev, N. G. Galkin, W. Gehlhoff, L. E. Klyachkin, A. M. Malyarenko, and I. A. Shelykh, “Spin interference in silicon one-dimensional rings”, *J. Phys.: Condens. Matter* **18**, L567 (2006).

8. F. K. Joibari, Y. M. Blanter, and G. E. W. Bauer, "Light-induced spin polarizations in quantum rings", *Phys. Rev. B* **90**, 155301 (2014).
9. D. Bercioux and P. Lucignano, "Quantum transport in Rashba spin-orbit materials: A review", *Rep. Prog. Phys.* **78**, 106001 (2015).
10. O. V. Kibis, "Dissipationless electron transport in photon-dressed nanostructures", *Phys. Rev. Lett.* **107**, 106802 (2011).
11. K. L. Koshelev, V. Y. Kachorovskii, and M. Titov, "Resonant inverse Faraday effect in nanorings", *Phys. Rev. B* **92**, 235426 (2015).
12. A. S. Sheremet, O. V. Kibis, A. V. Kavokin, and I. A. Shelykh, "Datta-and-Das spin transistor controlled by a high-frequency electromagnetic field", *Phys. Rev. B* **93**, 165307 (2016).
13. V. K. Kozin, I. V. Iorsh, O. V. Kibis, and I. A. Shelykh, "Quantum ring with the Rashba spin-orbit interaction in the regime of strong light-matter coupling", *Phys. Rev. B* **97**, 155434 (2018).
14. N. D. Tung, M. Pudlak, N. S. Simonović, and R. G. Nazmitdinov, "Spin filtering in ring conductors by electromagnetic dressing", *Phys. Part. Nuclei* **56**, 1103 (2025).
15. C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc, and G. Grynberg, *Atom-Photon Interactions: Basic Processes and Applications* (Wiley-VCH, New Jersey, USA, 2004).
16. D. Frustaglia and J. Nitta, "Geometric spin phases in Aharonov-Casher interference", *Solid State Commun.* **311**, 113864 (2020).
17. J. H. Shirley, "Structure of the Solutions to the Schrödinger Equation with a Time-Harmonic Hamiltonian", *Phys. Rev.* **138**, B979 (1965).
18. S. Rahav, I. Gilary, and S. Fishman, "Effective Hamiltonians for periodically driven systems", *Phys. Rev. A* **68**, 013820 (2003).
19. N. Goldman and J. Dalibard, "Periodically Driven Quantum Systems: Effective Hamiltonians and Engineered Gauge Fields", *Phys. Rev. X* **4**, 031027 (2014).
20. T. Oka and S. Kitamura, "Floquet Engineering of Quantum Materials", *Annu. Rev. Condens. Matter Phys.* **10**, 387 (2019).
21. P. M. Shmakov, A. P. Dmitriev, and V. Yu. Kachorovskii, "High-temperature Aharonov-Bohm-Casher interferometer", *Phys. Rev. B* **85**, 075422 (2012).
22. C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc, and G. Grynberg, *Photons and Atoms. Introduction to Quantum Electrodynamics* (Wiley-VCH, Verlag GmbH and Co. KGaA, Weinheim, 2004), ch. IV, Section B.3.
23. E. N. Bulgakov and A. F. Sadreev, "Spin rotation for ballistic electron transmission induced by spin-orbit interaction", *Phys. Rev. B* **66**, 075331 (2002).
24. A. A. Kiselev and K. W. Kim, "Prohibition of equilibrium spin currents in multiterminal ballistic devices", *Phys. Rev. B* **71**, 153315 (2005).
25. M. Büttiker, "Small normal-metal loop coupled to an electron reservoir", *Phys. Rev. B* **32**, 1846 (1985).
26. T. Ihn, *Semiconductor Nanostructures: Quantum States and Electronic Transport* (Oxford University Press, N.Y., 2010), ch. 18, Section 18.3.
27. S. Datta, *Electronic Transport in Mesoscopic Systems* (Cambridge University Press, Cambridge, 1995).
28. P. K. Tien and J. P. Gordon, "Multiphoton Process Observed in the Interaction of Microwave Fields with the Tunneling between Superconductor Films", *Phys. Rev.* **129**, 647 (1963).
29. S. Kohler, J. Lehmann, and P. Hänggi, "Driven quantum transport on the nanoscale", *Phys. Rep.* **406**, 379 (2005).
30. M. V. Moskalets, *Scattering Matrix Approach to Non-Stationary Quantum Transport* (Imperial College Press, London, 2011).
31. A. Manchon, H. C. Koo, J. Nitta, S. M. Frolov, and R. A. Duine, "New perspectives for Rashba spin-orbit coupling", *Nat. Mater.* **14**, 871 (2015).
32. M. A. Seo, H. R. Park, S. M. Koo, D. J. Park, J. H. Kang, O. K. Suwal, S. S. Choi, P. C. M. Planken, G. S. Park, N. K. Park, Q. H. Park, and D. S. Kim, "Terahertz field enhancement by a metallic nano slit operating beyond the skin-depth limit", *Nat. Photonics* **3**, 152 (2009).
33. Y. Ren, X. Wang, and C. Xiao, "Terahertz electromagnetic signal enhancement in split ring resonators featuring waveguide modes", *Opt. Express* **31**, 8081 (2023).