

## بررسی اثرات ترابرد اسپینی در یک حلقه متشکل از سه نقطه کوآنتومی

محمد مولوی<sup>1</sup>، ادریس فیض آبادی<sup>2\*</sup>

<sup>1</sup>دانشکده فیزیک، دانشگاه خوارزمی، تهران، ایران

<sup>2</sup>دانشکده فیزیک، دانشگاه علم و صنعت ایران، 16846 تهران، ایران

دریافت: 1395/12/07 ویرایش نهایی: 1396/12/24 پذیرش: 1397/02/03

### چکیده

در این تحقیق بر اساس تکنیک تابع گرین برخی خواص ترابرد اسپینی یک ساختار حلقوی متشکل از سه نقطه کوآنتومی مورد توجه قرار گرفته است. در این ساختار، یکی از نقاط کوآنتومی غیر مغناطیسی در نظر گرفته می‌شود و برهم‌کنش اسپین-مدار راشبا روی این نقطه کوآنتومی اعمال می‌شود، درحالی‌که دیگر نقاط کوآنتومی در این ساختار می‌توانند خاصیت مغناطیسی داشته باشند. همچنین با تنظیم پارامترهایی مانند انرژی آنسایت نقاط کوآنتومی، شار مغناطیسی عبوری از داخل حلقه، مقدار ممان مغناطیسی نقاط کوآنتومی و همچنین شدت برهم‌کنش راشبای اعمالی روی یکی از نقاط کوآنتومی می‌توان تداخل‌های کوآنتومی اسپینورهای الکترونی را که به رابط‌های خروجی می‌رسند، دست‌کاری کرد. با تنظیم بهینه برخی از این پارامترها می‌توان قطبش کامل اسپینی را در خروجی مشاهده کرد یا اسپین‌های ورودی را به‌طور کامل جداسازی نمود و آزمایش اشترن-گرلاخ را شبیه‌سازی کرد.

**کلیدواژه‌گان:** نقاط کوآنتومی، اثر اسپین-مدار راشبا، قطبش اسپینی، جداسازی اسپینی، تابع گرین

### مقدمه

عمل برای داشتن چنین الکترون‌های قطبیده اسپینی، که دارای اسپین بالا یا پایین هستند، دست‌کاری درجه آزادی اسپینی الکترون در ساختارهای وابسته به اسپین بسیار با اهمیت هستند. به‌همین خاطر قطبیده کردن جریان اسپینی یکی از اهداف بسیاری از مقالات علمی در این زمینه است [1]. در راستای همین دیدگاه می‌توان نگاه ویژه‌ای به ساخت و طراحی قطعات حساس اسپینی شامل کیوبیت‌های اسپینی، قطبش‌گرهای اسپینی، فیلترهای اسپینی، جداسازهای اسپینی به‌صورت تئوری [7-10] و آزمایشگاهی [11-13] اشاره کرد. جداساز اسپینی یک قطعه اسپیترونیکی است که می‌تواند باریکه الکترون ورودی را به دو باریکه اسپین بالا و اسپین پایین تبدیل کند. به‌علاوه، بسیاری از محققان مطالعات خود را به سیستم‌های محصورسازی کوآنتومی یعنی نقاط

در سال‌های اخیر کنترل و دست‌کاری درجه آزادی اسپینی الکترون یا همان اسپیترونیک تبدیل به یکی از موضوعات بسیار مهم در فیزیک، به‌ویژه حالت جامد شده است. موضوع اسپیترونیک به‌بررسی برهم‌کنش اسپین ذرات و محیط حالت جامد اطرافش می‌پردازد [2و1]. به‌علاوه، دست‌کاری درجه آزادی اسپینی موضوع شاخه‌هایی از جمله اطلاعات کوآنتومی و محاسبات کوآنتومی شده است [3-6]. در این راستا، اسپین الکترون به‌عنوان یک کیوبیت نقش مهمی را در مطالعات اخیر به‌خود اختصاص داده است. بخش اساسی از حافظه یک کامپیوتر کوآنتومی، کیوبیت نام دارد که مرتبط با دو جهت اسپینی بالا و پایین است. در

\*نویسنده مسئول: Edris@iust.ac.ir

باز نشر این مقاله با ذکر منبع آزاد است.

این مقاله تحت مجوز کربنیو کامنز تخصیص 4.0 بین‌المللی می‌باشد.

گانگ را بر مبنای نقاط کوآنتومی مغناطیسی ادامه دادند. آنها خواص اسپینی چنین ساختاری از جمله فلیپ اسپینی و قطبش اسپینی را مورد توجه قرار دادند [27].

### تئوری و مدل

سیستم مورد بررسی تشکیل شده از سه نقطه کوآنتومی که بر روی محیط یک حلقه قرار گرفته‌اند. هر کدام از نقاط کوآنتومی به یک رابط نیمه بینهایت متصل شده است. نمایی از پیکربندی سیستم مورد بررسی در شکل 1 قابل مشاهده است. در این ساختار نقطه کوآنتومی 2 غیرمغناطیسی است که RSOI به صورت موضعی بر آن اعمال شده است. همچنین دو نقطه کوآنتومی دیگر یعنی نقاط 1 و 3 می‌توانند مغناطیده باشند که ممان مغناطیسی آنها به ترتیب توسط  $M_1$  و  $M_3$  مشخص می‌شوند. ممان‌های مغناطیسی غالباً هنگام ساخت سیستم قابل تغییر و تنظیم هستند. رابط 2 را به عنوان ورودی برای ساختار و دو رابط دیگر را به عنوان خروجی‌های ساختار در نظر می‌گیریم. این بدان معناست که الکترون‌ها از رابط 2 وارد ساختار می‌شوند و از رابط‌های 1 و 3 خارج می‌شوند. هامیلتونی مرتبط با تصویر کوآنتش دوم به صورت زیر بیان می‌شود [25 و 7]:

$$H = H_c + H_d + H_t \quad 1$$

که در رابطه بالا  $H_c$  هامیلتونی مربوط به الکترون در رابط  $j$  می‌باشد. و به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$H_c = \sum_{k_j, \sigma} \epsilon_{k_j} c_{k_j, \sigma}^\dagger c_{k_j, \sigma} \quad 2$$

همچنین  $H_d$  هامیلتونی الکترون در حرکت بین نقاط کوآنتومی است که به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$H_d = \sum_{j=1, \sigma}^3 \epsilon_j d_{j\sigma}^\dagger d_{j\sigma} + \sum_{i=1, \sigma}^2 [t_{i\sigma} d_{i\sigma}^\dagger d_{i+1\sigma} + r_i (d_{i\sigma}^\dagger d_{i+1\sigma} - d_{i+1\sigma}^\dagger d_{i\sigma})] + t_3 \exp(i\phi) d_{3\sigma}^\dagger d_{1\sigma} - \sum_{j=1,3} M_j \cdot (d_{j\uparrow}^\dagger d_{j\uparrow} - d_{j\downarrow}^\dagger d_{j\downarrow}) + H.c. \quad 3$$

کوآنتومی (QDs)، سیم‌های کوآنتومی، حلقه‌های کوآنتومی (QRs) و غیره، اختصاص دادند [5-9]. در یک حلقه آهارونوف بوهم (AB) تداخل کوآنتومی یکی از پدیده‌های مهمی است که بسیاری از خواص این نانو ساختارها را در چنین سیستم‌هایی تحت تأثیر قرار می‌دهد [14]. به همین ترتیب دست‌کاری درجه آزادی اسپینی در نقاط کوآنتومی نیز موضوع بحث بسیاری از مقالات علمی در سال‌های اخیر شده است. تراز انرژی تک الکترون یک نقطه کوآنتومی که "انرژی آنسایت" نام دارد، که توسط یک ولتاژ گیت خارجی به صورت جانبی قابل کنترل است، می‌تواند در یک سیستم حلقوی کوآنتومی کنترل شود و بر روی تداخل جریان‌های اسپینوری تأثیر بگذارد [15-18 و 7]. می‌توان از نقاط کوآنتومی مغناطیسی در سیستم‌های مزوسکوپیکی استفاده نمود که قابلیت قطبیده کردن جریان اسپینی را دارند. در سال 2009 دی و همکاران [19] یک سیم کوآنتومی مغناطیسی متشکل از جایگاه‌های اتمی مغناطیسی و غیر مغناطیسی را به عنوان یک فیلتر اسپینی پیشنهاد دادند [20 و 21].

یکی از مهم‌ترین مکانیزم‌ها در سیستم‌هایی با بعد پایین به عنوان اثر اسپین مدار راشبا (RSOI) شناخته می‌شود [22 و 23]. این اثر که با یک میدان الکتریکی خارجی قابل کنترل می‌باشد، می‌تواند تقارن وارونی فضا را در سیستم‌های با بعد پایین شکسته و منجر به کنترل جریان اسپینی شود [24]. فولدی و همکاران برای اولین بار بحث قطعات اسپینرونیکی مبتنی بر حلقه‌های کوآنتومی را در سال 2006 مطرح ساختند. آنها یک حلقه کوآنتومی را به عنوان یک جداساز اسپینی مورد بحث قرار دادند [25]. در سال 2008 گانگ و همکاران یک ساختار حلقوی متشکل از سه نانو حلقه کوآنتومی را مطرح ساختند. آنها خواص الکترونیکی و اسپینرونیکی چنین سیستمی را مورد بررسی قرار دادند [26]. در سال 2011 نیز فیض آبادی و همکاران مطالعه

$$(G^r)^{-1} = \begin{bmatrix} g_{11}^{-1} & -t_{1\uparrow} & -t_3 e^{-i\phi} & 0 & r_1^* & 0 \\ -t_{1\uparrow}^* & g_{21}^{-1} & -t_{2\uparrow} & -r_1^* & 0 & r_2^* \\ -t_3 e^{i\phi} & -t_{2\uparrow}^* & g_{31}^{-1} & 0 & -r_2^* & 0 \\ 0 & -r_1 & 0 & g_{11}^{-1} & -t_{1\downarrow} & -t_3 e^{-i\phi} \\ r_1 & 0 & -r_2 & -t_{1\downarrow}^* & g_{21}^{-1} & -t_{2\downarrow} \\ 0 & r_2 & 0 & -t_3 e^{i\phi} & -t_{2\downarrow}^* & g_{31}^{-1} \end{bmatrix}$$

در عبارت زیر،  $\phi$  فاز آهارونوف بوهم می‌باشد که مرتبط با شار مغناطیسی عبوری از مرکز حلقه می‌باشد.  $g_j$  تابع گرین نقطه کوآنتومی  $j$  می‌باشد که توسط رابطه نامتناهی  $j$  مختل شده است و توسط رابطه زیر تعریف می‌شود:

$$g_{j\sigma} = \left[ E + i0^+ - (\varepsilon_j - \sigma M_j) + \frac{i}{2} \Gamma_j \right]^{-1} \quad 6$$

که  $M_j$  ممان مغناطیسی نقطه کوآنتومی  $j$  و  $\Gamma_j$  تابع طیفی رابط  $j$  [27] و همچنین  $E$  انرژی الکترون‌های ورودی می‌باشد. به علاوه، جمله فلیپ اسپینی بین نقاط کوآنتومی است که به صورت  $|r_l| \cong at_l$  تعریف می‌شود، که  $r_1 = -r_2$  می‌باشد. بعد از یک سری محاسبات جبری می‌توان تابع عبور سیستم را در هر رابط به صورت زیر به دست آورد [29]:

$$T_{j\sigma, j'\sigma'} = \Gamma_j G_{j\sigma, j'\sigma'}^r \Gamma_{j'} G_{j'\sigma', j\sigma}^a \quad 7$$

که  $T_{j\sigma, j'\sigma'}$  ضریب عبور برای الکترون وقتی آنها از رابط  $j'$  با اسپین  $\uparrow, \downarrow$  وارد سیستم می‌شوند و از رابط  $j$  با اسپین  $\uparrow, \downarrow$  خارج می‌شوند. به علاوه، قطبش اسپینی با رابطه زیر بیان می‌شود [29]:

$$P_j = (T_{j\uparrow} - T_{j\downarrow}) / (T_{j\uparrow} + T_{j\downarrow}) \quad 8$$

که  $T_{j\sigma}$  احتمال عبور وابسته به اسپین است.

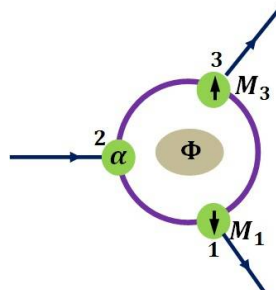
### نتایج و بحث

بر اساس روش‌های مطرح شده در بخش قبل در این قسمت خواص تراپرد وابسته به اسپین ساختار مورد

که  $\varepsilon_{k_j}$  و  $\varepsilon_j$  ترازهای انرژی تک الکترون به ترتیب در رابط  $j$  و نقطه کوآنتومی  $j$  می‌باشند. در نهایت  $H_t$  مربوط به الکترون در جفت‌شدگی بین نقاط کوآنتومی و رابط‌های متناظر می‌باشد، که به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$H_t = \sum_{j, k_j, \sigma} V_{j\sigma} d_{j\sigma}^\dagger c_{k_j, \sigma} + H.c. \quad 4$$

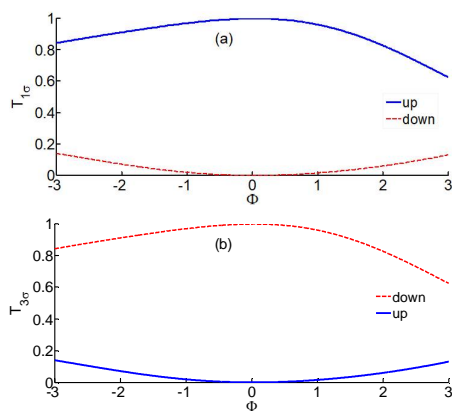
به دلیل اینکه از تصویر کوآنتش دوم در هامیلتونی بالا استفاده شده است، عملگرهای  $d_j^\dagger$  و  $c_{k_j}^\dagger$  ( $d_{k_j}$  و  $c_{k_j}$ ) عملگرهای خلق (فنا) مربوط به الکترون‌ها به ترتیب در رابط  $j$  و نقطه کوآنتومی  $j$  می‌باشد. همچنین دامنه جهش الکترون‌ها در بین نقاط کوآنتومی  $l$  و  $l+1$  به صورت  $t_{l\sigma} = t_l \exp(i\sigma\phi)$  تعریف می‌شود، که  $t_l$  بخش مستقل از اسپین است و جمله نمایی، مربوط به برهم‌کنش اسپین مدار راشبا می‌باشد، که  $\sigma$  عملگر اسپینی و  $\phi = \tan^{-1}(\alpha)$  می‌باشد، که  $\alpha$  همان فاز آهارونوف-کشر یا ضریب بدون بعد راشبا است. به علاوه  $t_3$  دامنه جهش بین نقاط کوآنتومی 1 و 3 است. [26]



شکل 1. نمایی از یک آرایه سه گانه از نقاط کوآنتومی با RSOI موضعی بر روی نقطه کوآنتومی 2 و ممان مغناطیسی روی نقاط 1 و 3.

برای اندازه‌گیری احتمال عبور وابسته به اسپین از تابع گرین تأخیری و پیشرفته استفاده می‌کنیم. تابع گرین تأخیری به صورت زیر بیان می‌شود:

جداسازی کامل در رابط‌های خروجی می‌شود. از طرف دیگر، الکترون‌ها در جهش بین نقاط  $l$  و  $l+1$  یک فاز دینامیکی کسب می‌کنند که مربوط به ضریب راشبا است. در نتیجه این دو فاز منجر به یک فاز برآیند می‌شود که اثرات جداگانه‌ای را روی الکترون‌های اسپین بالا و اسپین پایین ایجاد می‌کند، که سبب تداخل‌های سازنده و ویرانگر در رابط‌های خروجی می‌شود. در اینجا برای  $\alpha=1$  این فاز برآیند منجر به جداسازی کامل اسپینی می‌شود: یعنی  $T_{1up}=1$ ،  $T_{1down}=0$ ،  $T_{3down}=1$  و  $T_{3up}=0$ . همچنین برای دستیابی به جداسازی کامل، شار مغناطیسی باید صفر باشد. در غیر این صورت فاز جدید ایجاد شده ممکن است شرایط جداسازی کامل اسپینی را از بین ببرد.



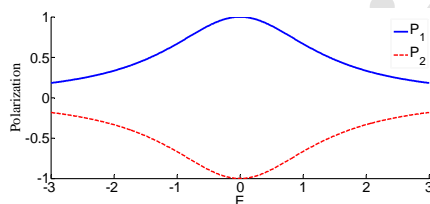
شکل 2. اثر جداسازی اسپینی ساختار مشاهده می‌شود. خطوط توپر آبی (قرمز نقطه چین) نمایانگر احتمال عبور وابسته به اسپین مربوط به اسپین بالا (اسپین پایین) در رابط 1 و رابط 3 برحسب شار مغناطیسی عبوری از داخل حلقه  $\phi$  در شکل‌های 2a و 2b به ترتیب نشان داده شده‌اند.

در شکل 3 نمودار ضریب عبور از رابط 1 برحسب انرژی آنسایت نقطه کوانتومی 3،  $\varepsilon_3$  نمایش داده شده است، در حالی که رابط 3 را حذف نموده‌ایم. خط توپر آبی نمایانگر ضریب عبور برای الکترون‌هایی با اسپین

نظر بررسی می‌شود. در این مقاله  $t_0$  را به عنوان یک پارامتر با مقیاس انرژی در نظر می‌گیریم و تعریف می‌کنیم:  $\Gamma_j = 2t_0$  ( $j=1, 2, 3$ ). همچنین انرژی فرمی نقاط کوانتومی یعنی  $\varepsilon_F$  را صفر فرض می‌کنیم. به علاوه، توجه به این نکته ضروری است که در نمودارهای به دست آمده در این ساختار حلقوی، پدیده تداخل کوانتومی نقش عمده‌ای بازی می‌کند. الکترون‌هایی که از رابط 2 وارد ساختار می‌شوند، دو مسیر برای رسیدن به رابط‌های خروجی 1 و 3 دارند، یعنی همان مسیرهای ساعتگرد و پادساعتگرد، در نتیجه تداخل‌های الکترون‌ها در هر یک از این مسیرها، نتایج جالبی را در این ساختار می‌توانند آشکار کند.

شکل‌های 2a و 2b اثر جداسازی اسپینی را نشان می‌دهند. نتایج این بخش با نتایج آزمایش اشترن-گرلاخ قابل مقایسه است. خطوط توپر آبی (نقطه چین قرمز) احتمال عبور وابسته به اسپین را مربوط به حالت اسپین بالا (اسپین پایین) در رابط 1 (2a) و رابط 3 (2b) برحسب شار مغناطیسی  $\phi$  نشان می‌دهد. در این قسمت برای به دست آوردن نتایج بهینه تر انرژی آنسایت نقاط کوانتومی باید به صورت  $\varepsilon_2 = \varepsilon_1 = -2\varepsilon_1$  و  $\varepsilon_3 = -2\varepsilon_3 = 0.95$  در نظر گرفته شود. این جداسازی اسپینی زمانی رخ می‌دهد که شرایط پادفرومغناطیس در نقاط 1 و 3 برقرار باشد، یعنی  $M_3 = -M_1 = 1.5$ . به علاوه، هنگامی که نقاط کوانتومی مغناطیسی هستند، الکترون‌هایی که از نقطه 1 می‌گذرند یک فاز افزوده‌ای را در حرکت به نقطه 3 کسب می‌کنند، و بالعکس. این سبب ایجاد اختلاف فاز جدید برای الکترون‌هایی می‌شود، که از مسیرهای مختلف به رابط‌های خروجی می‌رسند. هنگامی که نقاط کوانتومی پادفرومغناطیس هستند، اثر نقطه کوانتومی 1 بر روی الکترون‌هایی با اسپین بالا همان اثری است که نقطه کوانتومی 3 روی الکترون‌هایی با اسپین پایین دارد. این تقارن بین الکترون‌های اسپین بالا و اسپین پایین سبب ایجاد یک

است. به علاوه، برای بهینه‌سازی نتایج، شرایط را طوری انتخاب می‌کنیم که ضریب راشبا  $\alpha = 1$  شود. در این شکل، تداخل‌های امواج الکترونی که به رابط‌های خروجی می‌رسند به نحوی است که شرایط قطبش کامل را در نقطه  $E=0$  رقم می‌زند. یعنی وقتی انرژی الکترون‌های ورودی صفر است، می‌توان سیستم را به‌عنوان یک قطبش‌گر کامل اسپینی در نظر گرفت. که البته در نظر گرفتن این فرض برای الکترون‌های ورودی کلیت مسأله را برهم نمی‌زند. بدین ترتیب که در این نقطه قطبش اسپینی برای هر دو رابط خروجی کاملاً مساوی، بیشینه و با علامت مخالف است، این بدان معناست که تداخل امواج الکترونی در این نقطه به‌صورتی است که تعداد الکترون‌های با اسپین بالا مساوی با الکترون‌هایی با اسپین پایین می‌باشد. به علاوه، اعمال برهم‌کنش راشبا سبب جداسازی اسپین‌های بالا و پایین می‌گردد. در غیر این صورت، مقدار قطبش اسپینی صفر است.

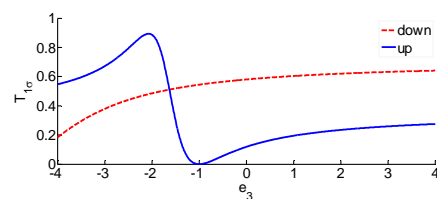


شکل 4. قطبش اسپینی سیستم را برحسب انرژی الکترون‌های ورودی  $E$ ، نشان می‌دهد. منحنی توپر آبی نمایانگر قطبش اسپینی رابط 1 و خط چین قرمز قطبش اسپینی رابط 3 را نشان می‌دهد.

### نتیجه‌گیری

به‌طور خلاصه، در این تحقیق ما ترابرد وابسته به اسپین را در یک ساختار متشکل از سه نقطه کوانتومیرا که روی یک حلقه آهارونوف-بوهم آرایش یافته‌اند، بررسی کرده‌ایم. این حلقه متصل به یک رابط ورودی و دو رابط خروجی می‌باشد. با استفاده از فرمالیزم تابع گرین، احتمال‌های عبور وابسته به اسپین اندازه‌گیری می‌شود. نتایج نشان می‌دهند که تنظیم پارامترهایی مانند

بالا و خط نقطه چین قرمز مربوط به الکترون‌هایی با اسپین پایین می‌باشد. در این حالت ضریب راشبا را صفر در نظر گرفته و همچنین شار مغناطیسی عبوری از داخل حلقه کوانتومی صفر در نظر گرفته می‌شود. انرژی آنسایت نقطه کوانتومی 2 یعنی  $\epsilon_2 = 0$  و انرژی آنسایت نقطه کوانتومی 1 یعنی  $\epsilon_1 = 0.7$  در نظر گرفته می‌شود. همچنین، در این حالت از شرایط پاد فرومغناطیس بین نقاط 1 و 3 بهره برده‌ایم، یعنی  $M_1 = -M_3 = 2$ . در نقطه  $\epsilon_3 = -1$ ، مقدار ضریب عبور برای الکترون‌هایی با اسپین بالا صفر است. می‌توان گفت در این نقطه فقط الکترون‌هایی با اسپین پایین می‌توانند از رابط 1 خارج شوند. این نشان می‌دهد که شرایط مذکور در بالا سبب می‌شود که تداخل کوانتومی امواج الکترونی با اسپین‌های بالا در این نقطه طوری شود که یک تداخل کاملاً ویرانگر را در خروجی رابط 1 بسازد. به علاوه، در مقدار  $\epsilon_3 = -1.63$ ، مقدار ضریب عبور برای الکترون‌هایی با اسپین بالا و پایین تقریباً یکسان است.



شکل 3. ضریب عبور وابسته به اسپین برای خروجی 1 برحسب انرژی آنسایت نقطه کوانتومی 3 نمایش داده شده است. خط توپر نمایانگر احتمال عبور الکترون‌هایی با اسپین بالا و خط نقطه چین احتمال عبور الکترون‌هایی با اسپین بالا می‌باشد.

شکل 4 نمودارهای قطبش اسپینی سیستم را برحسب انرژی الکترون‌های ورودی  $E$  نشان می‌دهد. منحنی توپر آبی نمایانگر قطبش اسپینی رابط 1 و خط چین قرمز قطبش اسپینی رابط 3 را نشان می‌دهد. در حالی که هر دو نقطه کوانتومی غیرمغناطیسی بوده یعنی  $M_1 = M_3 = 0$  و شار مغناطیسی عبوری از حلقه صفر

and spincurrent in a multiple quantum-dot ring in the presence of Rashba spin-orbit coupling, *Applied Physics Letters* **111** 124312 (2012) 1-6.

[9] B. Molnár, F.M. Peeters, P. Vasilopoulos, Spin-dependent magneto transport through a ring due to spin-orbit interaction, *Physical Review B* **69** 155335 (2004) 1-11.

[10] S. Souma, B. Nikolić, Spin Hall Current Driven by Quantum Interferences in Mesoscopic Rashba Rings, *Physical Review Letters* **94** 106602 (2005) 1-4.

[11] K.C. Nowack, F.H.L. Koppens, Yu. V. Nazarov, L.M.K. Vander syphen, *Science* **318** 1430 (2007).

[12] P. Debray et al., *Nature Nanotechnology* **4** (2009) 759.

[13] A. Reynoso, G. Usaj, C.A. Balseiro, D. Feinberg, M. Avignon, *Physical Review Letters* **101** (2008) 107001.

[14] J.C. Euges, G. Burkard, D. Loss, Datta-Das transistor with enhanced spin control, *Applied Physics Letters* **82** 16 (2003) 2658-2660.

[15] G. Burkard, D. Loss, D.P. DiVincenzo, Coupled quantum dots as quantum gates *Physical Review B* **59** (1999) 2070-2078.

[16] D.V. Bulaev, D. Loss, Relaxation and anticrossing in quantum dots: Rashba versus Dresselhaus spin-orbit coupling, *Physical Review B* **71** 205324 (2005) 1-8.

[17] E.N. Bulgakov, A.F. Sadreev, Spin rotation for ballistic electron transmission by spin-orbit interaction *Physical Review B* **66** 075331 (2002) 1-11.

[18] E. Faizabadi, A. Najafi, Energy dependent spin filtering by using Fano effect in open quantum rings, *Solid State Communications* **150** (2010) 1404-1408.

[19] M. Dey, S.K. Maiti, S.N. Karmakar, Magnetic quantum wire as a spin filter: An exact study, *Physics Letter A* **374** (2010) 1522-1526.

[20] K.C. Seo, G. Ihm, S.J. Lee, Spin dependent current in a modified Aharonov-Bohm interferometer, *Physica E* **40** (2008) 2185-2187.

[21] M. Dey, S.K. Maiti, S.N. Karmakar, Logical XOR gate response in a quantum interferometer: A spin dependent transport, *Europhysics Journal B* **80** (2011) 105-114.

انرژی آنسایت نقاط کوانتومی، شار مغناطیسی عبوری از داخل حلقه، مقدار ممان مغناطیسی نقاط کوانتومی و همچنین شدت برهم کنش راشبای اعمالی روی یکی از نقاط می توان تداخل های کوانتومی اسپینورهای الکترونی را که به رابط های خروجی می رسند، دست کاری کرد. با تنظیم درست برخی از این پارامترها می توان قطبش کامل اسپینی را در خروجی مشاهده کرد یا اسپین های ورودی را به طور کامل جداسازی نموده، و اثر اشترن-گرلاخ را شبیه سازی کرد. به این ترتیب ساختار مورد بررسی می تواند به عنوان یک سیستم کاربردی در مطالعات اسپیترونیکی مورد ملاحظه قرار گیرد.

#### مرجع ها

[1] I. Zutic, J. Fabian, S.D. Sarma, Spintronics: Fundamentals and applications, *Reviews of modern physics* **76** (2004)323-410.

[2] M. Molavi, E. Faizabadi, The effects of the interdot and lead-dot coupling on the spin and charge current through a triple-quantum-dot Ring, *IEEE, Transaction on electron devices* **6** 12 (2017) 5188-5193.

[3] D. Loss, D.P. DiVincenzo, Quantum computation with quantum dots, *Physical Review A* **57** (1998) 120-126.

[4] E. Cota, R. Aguado, G. Platero, Erratum: ac-Driven Double Quantum Dots as Spin Pumps and Spin Filter, *Physical Review Letters* **94** 107202 (2005) 1-4.

[5] E. Faizabadi, M. Molavi, Radius effect on the spintronic properties of a triangular network of quantum nanorings in the presence of Rashba spin-orbit interaction, *Current Applied Physics* **17** (2017) 207-213.

[6] H. Khanzadi, H.K. Salehani, Design of logic gates by triple quantum rings, *Journal of Nano science Technology* **2** 2 (2016) 119-121.

[7] M. Molavi, E. Faizabadi, Spin-polarization and spin-flip in a triple-quantum-dot ring by using tunable lateral bias voltage and Rashba Spin-Obit interaction, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **428** (2017) 488-492.

[8] E. Faizabadi, L. Eslami, The impact of quantum dots magnetization on spin separation

- [26] W. Gong, Y. Zheng, T. Lu, Tunable pure spin currents in a triple-quantum-dot ring, *Applied Physics Letters* **92** 042104 (2008) 1-3.
- [27] L. Eslami, Z. Chaghari, E. Faizabadi, Perfect tuning spin-polarization in a ring-shaped multiple-quantum-dot nanostructure in the presence of Rashba spin-orbit coupling, *Physics Letter A* **377** (2013) 1459-1463.
- [28] Q.F. Sun, J. Wang, H. Guo, Quantum transport theory for nanostructures with Rashbaspin-orbit interaction, *Physical Review B* **71** 165310 (2005) 1-11.
- [29] H. Bruus, K. Flensberg, *Many-Body Quantum Theory in Condensed Matter Physics*, Oxford University Press, Oxford (2004).
- [22] A.A. Kiselev, K.W. Kim, T-shaped ballistic spin filter, *Applied Physics Letters* **78** (2001) 775-777.
- [23] I.A. Shelykh, N.G. Galkin, N.T. Bagraev, Quantum splitter controlled by Rashba spin-orbit coupling, *Physical Review B* **72** 235316 (2005) 1-7.
- [24] S. Murakami, N. Nagaosa, S.-C. Zhang, Dissipationless Quantum Spin Current at Room Temperature, *Science* **301** (2003) 1348-1351.
- [25] P. Foldi, O. Kalman, M.G. Benedict, F.M. Peeters, Quantum rings as electron spin beam splitters, *Physical Review B* **73** 155325 (2006) 1-5.

Archive of SID