

(دریافت مقاله: ۱۳۸۷/۴/۳۱؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۳۸۸/۷/۵)

(NOT) %۵۰

توانستند با استفاده از یک حلقه کوانتومی در حضور برهم کنش اسپین-مدار [۱۱]، یک دریچه چرخش ایجاد کنند [۱۲]. یکی دیگر از مکانیزم‌هایی که باعث چرخش اسپین الکترون می‌شود برهم کنش تبادل غیر مستقیم<sup>۲</sup> بین ساختارهای مغناطیسی است [۱۳]. نقطه کوانتومی یکی از ساختارهایی است که می‌توان با گیر انداختن یک الکترون درون آن یک ساختار مغناطیسی ایجاد [۱۰] و از آن به عنوان ناخالصی مغناطیسی در حلقه‌های کوانتومی استفاده کرد. در مطالعات قبلی ویژگی‌های انتقال الکترون از یک حلقه کوانتومی در حضور یک ناخالصی مغناطیسی توسط جوشی<sup>۳</sup> و همکاران بررسی شده است [۱۴]. جوشی و همکاران قطبش اسپین الکترون خارج شده از حلقه را مطالعه کرده‌اند. اخیراً همدوسی الکترون عبوری از یک حلقه کوانتومی با دو ناخالصی

با پیشرفت فناوری ساخت قطعات در ابعاد مزوسکوپی، پدیده‌های جالبی بر مبنای تداخل کوانتومی [۱ و ۲] مشاهده شده است. در سال‌های اخیر فعالیت‌های زیادی برای بررسی سیستم‌های مزوسکوپی از جمله حلقه‌های کوانتومی صورت گرفته است. از پدیده‌های مورد بررسی در حلقه‌های کوانتومی می‌توان نوسانات آهارانوف-بوهم [۳]، طیف انرژی [۴]، جریان‌های ماندگار [۵ و ۶] و رسانایی الکترونی [۷ و ۸] را نام برد. بررسی رسانایی و ترابری الکترونی در سیستم‌های مزوسکوپی نه تنها یک موضوع صرفاً نظری نیست، بلکه می‌تواند به بهبود طراحی و ساخت ابزارهای الکترونیکی پیشرفته از جمله کامپیوترهای کوانتومی [۹] منجر شود. یکی از ارکان اساسی در ساخت کامپیوترهای کوانتومی ایجاد دریچه چرخش اسپین [۱۰] است. فولدی<sup>۱</sup> و همکاران

۲. Indirect exchange interaction

۳. Joshi

۱. Foldi

دریچه NOT ساخت. در پایان، نتیجه گیری در بخش ۴ ارائه می شود.

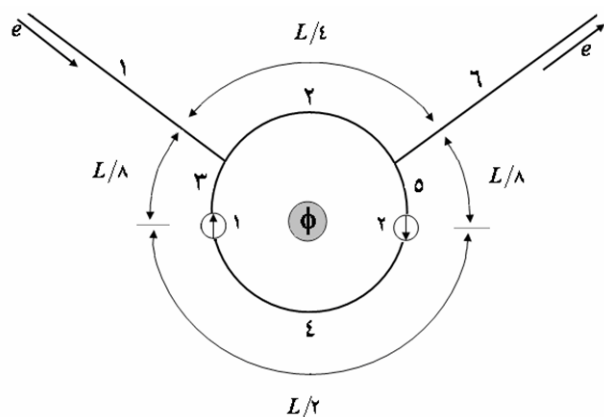
سیستم مورد بررسی از یک حلقه کوانتومی با دو کانال ورودی و خروجی تشکیل شده است. مطابق شکل ۱، طول پیرامون حلقه برابر  $L$  است. این حلقه توسط کانال های ورودی و خروجی به دو بازوی  $L/4$  و  $3L/4$  تقسیم شده است. بازوی بزرگتر دو ناخالصی مغناطیسی با فاصله  $L/2$  از یکدیگر را بر دارد. فرض می کنیم، حلقه و کانال ها آنقدر باریک هستند که با تقریب خوبی بتوان فقط پایین ترین حالت انرژی الکترون را در نظر گرفت [۴] همچنین فرض می کنیم شار مغناطیسی قابل تنظیمی از درون حلقه عبور کند به طوری که روی محیط حلقه میدان وجود ندارد. این سیستم را می توان با هامیلتونی زیر توصیف نمود:

$$H = \begin{cases} \frac{P^2}{2m^*}, & \text{ناحیه ۱ و ۶} \\ \frac{1}{2m^*} \left( P + \frac{e}{c} A \right)^2, & \text{ناحیه ۲} \\ \frac{1}{2m^*} \left( P + \frac{e}{c} A \right)^2 + H_{e1} + H_{e2}. & \text{ناحیه ۳ و ۴} \end{cases} \quad (1)$$

نواحی ۱ - ۶ در شکل ۱ نشان داده شده اند. در معادله (۱)  $P \equiv -i\hbar\nabla$  تکانه الکترون،  $e$  قدر مطلق بار الکترون،  $m^*$  جرم مؤثر الکترون،  $|A| \equiv \phi/L$  قدر مطلق پتانسیل برداری و  $c$  سرعت نور در خلأ می باشد. در اینجا  $\phi$  شار مغناطیسی گذرنده از سطح حلقه و  $\hbar = 2\pi\hbar$  ثابت پلانک است. همچنین  $H_{e1}$  و  $H_{e2}$  که به ترتیب پتانسیل های مربوط به ناخالصی های مغناطیسی ۱ و ۲ می باشند را با استفاده از مدل اندرسون [۱۶] به صورت زیر معرفی می کنیم:

$$H_{e1} = -J\sigma \cdot S_1 \delta(x - \frac{L}{8}), \quad (2)$$

$$H_{e2} = -J\sigma \cdot S_2 \delta(x - \frac{5L}{8}), \quad (3)$$



شکل ۱. نمایش سیستم متشکل از حلقه کوانتومی با دو کانال ورودی و خروجی و دو ناخالصی مغناطیسی وقتی که شار مغناطیسی قابل تنظیمی از درون حلقه عبور می کند.

مغناطیسی که در هر بازو یک ناخالصی قرار دارد توسط سیکارلو<sup>۱</sup> و همکاران مورد مطالعه قرار گرفته است [۱۵]. آنها فرض کرده اند که طول بازوهای حلقه برابر است و ناخالصی ها به صورت کاملاً متقارن در بازوها قرار دارند.

در این مقاله یک حلقه کوانتومی با دو ناخالصی مغناطیسی که هر دو ناخالصی در یک بازوی حلقه قرار دارند و طول دو بازوی حلقه برابر نیستند، مورد بررسی قرار می گیرد. به دنبال وضعیتی از سیستم متشکل از حلقه و ناخالصی های مغناطیسی می گردیم که اسپین الکترون را از up به down و بر عکس بچرخاند و در نتیجه، حالت خاصی از دریچه چرخش که همان چرخش  $180^\circ$  است را ایجاد کند. همان گونه که بعداً خواهیم دید، الکترون عبوری از این حلقه ویژگی های جدید و جالب توجهی از خود نشان می دهد که در مقالات به چاپ رسیده تا کنون گزارش نشده است.

در بخش ۲ مدل نظری ارائه می شود. در بخش ۳ با حل عددی هامیلتونی سیستم، نتایج مورد بررسی قرار می گیرد. حالت های مختلف اسپینی برای ناخالصی های مغناطیسی، از جمله حالت های درهم تنیده تکتایی و سه تایی در این مقاله بررسی می شود و نشان داده می شود در حالت سه تایی با تنظیم پارامترهای سیستم می توان یک وارونگر اسپینی یا

۲. Anderson model

۱. Ciccarello

حلقه تغییر نمی‌کند. اکنون کافی است پیوستگی تابع موج و مشتقات آن در محل ناخالصی‌ها و نقاط تلاقی کانال‌ها با حلقه را در نظر بگیریم. چنانچه ناخالصی‌ها مغناطیسی باشند و اسپین آنها با اسپین الکترون ورودی هم جهت باشند و یا به عبارت دیگر مسئله در زیرفضای  $S = 3/2$  قرار داشته باشد، نتیجه‌ای مشابه با حالتی که ناخالصی‌ها مغناطیسی نباشند به دست می‌آید [۱۹]. حالت کلی تر زمانی است که در سیستم همه اسپین‌ها هم جهت نباشند. در این حالت قسمت اسپینی تابع موج ترکیبی از تابع موج در زیر فضاهای  $S = 3/2$  و  $S = 1/2$  می‌باشد. همان طور که شرح داده شد، برای حل بخش مربوط به زیرفضای  $S = 3/2$  مانند زمانی که ناخالصی‌ها غیر مغناطیسی هستند عمل می‌کنیم. برای حل قسمتی از تابع موج که در زیرفضای  $S = 1/2$  قرار دارد لازم است دسته کاملی از کت‌های متعامد را در نظر بگیریم و اثر عملگرهای  $H_{ei}$  که در آن  $i = 1, 2$  است را روی آنها به دست آوریم به این وسیله قادر خواهیم بود اثر عملگرهای اسپینی را روی هر کت دلخواه حساب کنیم. برای حل مسئله، کت‌های  $\langle S_z, S_x, S_y, m_s \rangle$  را در نظر می‌گیریم که ویژه کت‌های مشترک عملگرهای  $S_z^2, S_x^2, S_y^2$  و  $S_z$  با اعداد کوانتومی به ترتیب برابر با  $S, S_x, S_y, m_s$  می‌باشند. البته واضح است که می‌توان به جای  $S_z$  از  $S_{e1}$  استفاده کرد. این دسته کامل شامل ۸ حالت مختلف است که هر تابع اسپینی را می‌توان نسبت به این حالت‌ها بسط داد. در زیرفضای  $S = 1/2$  کت‌های معرفی شده به صورت  $\langle 1/2, 1/2, m_s \rangle$  و  $\langle 0, 1/2, 1/2, m_s \rangle$  خواهند بود. این دو گروه حالت‌های اسپینی با رعایت پایستگی  $S$  و  $m_s$  می‌توانند به یکدیگر تبدیل شوند. در چنین حالت‌هایی انتظار می‌رود پراکندگی اسپینی رخ دهد. لازم به ذکر است، پراکندگی اسپینی می‌تواند به در هم تیدگی حالت اسپینی ناخالصی‌ها منجر شود [۲۰-۲۵]. به این ترتیب تابع موج حالت پایا برای زمانی که تابع موج اسپینی ورودی سیستم به صورت  $\langle 0, 1/2, 1/2, m_s \rangle$  باشد به صورت زیر است:

$$\Phi_1(x) = [\exp(ikx) + r_1 \exp(-ikx)] |0, 1/2, 1/2, m_s\rangle + r_2 \exp(-ikx) |1, 1/2, 1/2, m_s\rangle, \quad (12)$$

که  $S_x$  و  $S_y$  به ترتیب عملگرهای اسپینی مربوط به الکترون، ناخالصی اول و ناخالصی دوم و  $J$  ثابت جفت شدگی الکترون و ناخالصی‌های مغناطیسی می‌باشد.  $H_{e1}$  و  $H_{e2}$  را به صورت زیر باز نویسی می‌کنیم:

$$H_{e1} = -\frac{J}{2} \left( S_{e1}^z - \frac{3}{2} \right) \delta(x - \frac{L}{\lambda}), \quad (4)$$

$$H_{e2} = -\frac{J}{2} \left( S_{e2}^z - \frac{3}{2} \right) \delta(x - \frac{5L}{\lambda}). \quad (5)$$

در معادلات (۴) و (۵)  $S_{ei} \equiv \sigma + S_i$  ( $i = 1, 2$ ) نشان دهنده جمع اسپین ناخالصی  $i$  ام و الکترون است. واضح است برای سیستمی با هامیلتونی (۱)، عملگر اسپین کل برابر است با  $S = \sigma + S_1 + S_2$ . از آنجایی که این سیستم منزوی است،  $S^2$  و  $S_z$  ثوابت حرکت هستند. اعداد کوانتومی مربوط به آنها را به ترتیب با  $S$  و  $m_s$  نشان می‌دهیم. برای سهولت محاسبات  $\hbar^2/2m^*$  را برابر ۱ در نظر می‌گیریم. با استفاده از قاعده جمع اسپین [۱۷]، مسئله را می‌توان به دو زیرفضای  $S = 3/2$  و  $S = 1/2$  تقسیم کرد. به دلیل پایستگی  $S$  و  $m_s$  مسئله در هر دو زیرفضا به طور جداگانه قابل حل است. با حل معادله (۱) با استفاده از نظریه موجبر [۱۸] تابع موج الکترون در حالت پایا در نواحی ۱-۶ حلقه کوانتومی (شکل ۱) را به صورت زیر می‌نویسیم:

$$\Phi_1(x) = \exp(ikx) + \beta_1 \exp(-ikx), \quad (6) \text{ برای ناحیه ۱}$$

$$\Phi_2(x) = \alpha_2 \exp(ik_2x) + \beta_2 \exp(-ik_2x), \quad (7) \text{ برای ناحیه ۲}$$

$$\Phi_j(x) = \alpha_j \exp(ik_jx) + \beta_j \exp(-ik_jx), \quad (8) \text{ برای نواحی ۳-۵}$$

$$\Phi_6(x) = t \exp(ikx). \quad (9) \text{ برای ناحیه ۶}$$

در معادلات (۶) - (۹)،  $\kappa_1$  و  $\kappa_2$  به صورت زیر تعریف شده‌اند:

$$\kappa_1 \equiv \kappa + \frac{e\phi}{\hbar cL}, \quad (10)$$

$$\kappa_2 \equiv \kappa - \frac{e\phi}{\hbar cL}, \quad (11)$$

که  $\kappa$  عدد موج الکترون است. توجه شود که همه برخوردها کشسان در نظر گرفته شده بنابراین انرژی الکترون طی عبور از

در ناحیه ۲:

$$\Phi_{\psi}(x) = [A_1 \exp(i\kappa_1 x) + B_1 \exp(-i\kappa_1 x)] |0, \sqrt{2}, \sqrt{2}, m_s\rangle + [A_2 \exp(i\kappa_2 x) + B_2 \exp(-i\kappa_2 x)] |1, \sqrt{2}, \sqrt{2}, m_s\rangle \quad (13)$$

در نواحی ۳-۵:

$$\Phi_j(x) = [C_j \exp(i\kappa_j x) + D_j \exp(-i\kappa_j x)] |0, \sqrt{2}, \sqrt{2}, m_s\rangle + [E_j \exp(i\kappa_j x) + F_j \exp(-i\kappa_j x)] |1, \sqrt{2}, \sqrt{2}, m_s\rangle, \quad (14)$$

به طوری که در آن  $j = 3, 4, 5$ . در نهایت تابع موج پایا در ناحیه ۶ به صورت زیر خواهد شد:

$$\Phi_{\psi}(x) = t_1 \exp(i\kappa x) |0, \sqrt{2}, \sqrt{2}, m_s\rangle + t_2 \exp(i\kappa x) |1, \sqrt{2}, \sqrt{2}, m_s\rangle. \quad (15)$$

با اعمال شرایط مرزی به می توان ضرایب مجهول تابع موج حالت پایا را با استفاده از روش حذف گاوس<sup>۱</sup> به دست آورد. این محاسبات را برای کت های  $|0, \sqrt{2}, \sqrt{2}, m_s\rangle$  مشابه آنچه برای کت های  $|0, \sqrt{2}, \sqrt{2}, m_s\rangle$  انجام دادیم تکرار می کنیم تا تابع موج را در حالت کلی به دست آوریم. با بسط هر تابع موج ورودی دلخواه بر حسب حالت های متعامد  $|S_{er}, S_1, S, m_s\rangle$  و داشتن ضرایب مجهول تابع موج حالت پایا برای هر کدام از  $|S_{er}, S_1, S, m_s\rangle$  ها، می توان ضریب عبور الکترون را برای هر حالت دلخواه به دست آورد.

دامنه احتمال عبور الکترون برای وقتی که تابع موج اسپینی سیستم قبل از ورود الکترون به حلقه به صورت  $|S_{er}, S_1, S, m_s\rangle$  و تابع موج اسپینی حالت پایا (بعد از ورود الکترون) به صورت  $|S'_{er}, S_1, S, m_s\rangle$  باشد را با  $t_{S'_{er}}^{S_{er}}$  نشان می دهیم. دامنه احتمال عبور الکترون وقتی که حالت اسپینی ورودی سیستم  $|\chi\rangle$  و حالت اسپینی تابع موج پایا  $|S'_{er}, S_1, S, m_s\rangle$  باشد را می توان به صورت زیر نوشت:

$$T_{S'_{er}} = \sum_{S_{er}} \langle S_{er}, S_1, S, m_s | \chi \rangle t_{S'_{er}}^{S_{er}}. \quad (16)$$

حال برای محاسبه ضریب عبور الکترون، کفایت احتمال عبور مربوط به هر یک از قسمت های به دست آمده برای تابع موج

حالت پایا را به توان دو رسانده، جمع کنیم:

$$T = \sum_{S'_{er}} (\tau_{S'_{er}})^2, \quad (17)$$

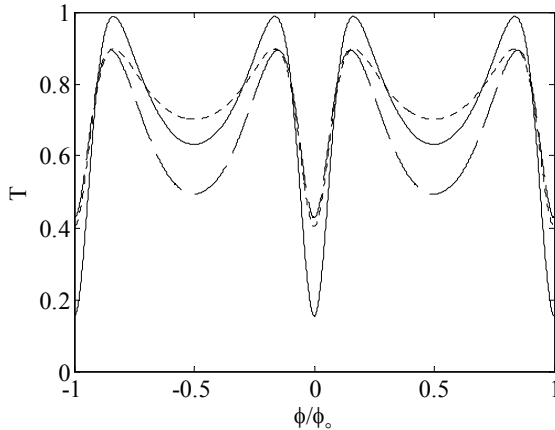
که T معرف ضریب عبور است.

در این قسمت با استفاده از محاسبات عددی احتمال عبور الکترون از حلقه را برای حالت های مختلف بررسی می کنیم. به طور کلی دو ناخالصی می توانند حالت های اسپینی مختلفی داشته باشند. از میان تمام آن حالت ها، دو حالت در هم تنیده تکتایی و سه تایی ویژگی های جالبی دارند. در ادامه به بررسی چند حالت مختلف از جمله حالت های در هم تنیده تکتایی و سه تایی می پردازیم.

در این بخش نوسانات آهارانوف-بوهم برای ضریب عبور الکترون T، به ازای حالت های مختلف، محاسبه و مورد بحث و بررسی قرار می گیرد.

در شکل ۲ ضریب عبور بر حسب شار گذرنده از سطح مقطع حلقه، برای وقتی که الکترون ورودی در حالت اسپینی  $|\uparrow\rangle$  و ناخالصی ها در حالت اولیه  $|\uparrow\uparrow\rangle$  باشند، برای مقادیر مختلف ثابت جفت شدگی بهنجار شده  $J/K$  رسم شده است. مقادیر  $J/K$  برابر ۱ (برای بررسی اثر جفت شدگی ضعیف)، ۱۰ (برای بررسی اثر جفت شدگی متوسط) و ۱۰۰ (برای بررسی اثر جفت شدگی قوی و بسیار قوی) در نظر گرفته شده است. در این شکل و در شکل های بعدی عدد موج بهنجار شده الکترون  $\kappa L$  برابر  $2\pi$  در نظر گرفته شده است. همان طور که از شکل پیداست در این حالت به ازای  $J/K$  برابر ۱ ضریب عبور برای مقادیر معینی از شار عبوری بهنجار شده  $(\Phi/\Phi_0 = \pm 0.13, \pm 0.86)$  برابر یک می شود، که در آن  $\Phi_0 = hc/e$  کوانتای شار مغناطیسی است [۴]. اما با افزایش ثابت جفت شدگی این ضریب کاهش می یابد. از آنجا که اطمینان داریم در این حالت برای الکترون خروجی تغییر اسپینی رخ نمی دهد، کاهش دامنه را می توان به پس پراکنندگی های

۱. Gaussian elimination



شکل ۳. نمودار ضریب عبور  $T$  بر حسب شار مغناطیسی بهنجار شده  $\phi/\phi_0$  برای الکترون ورودی در حالت  $|\uparrow\rangle$  و ناخالصی‌ها در حالت  $|\uparrow\downarrow\rangle$  خط توپر مربوط به  $J/K=1$ ، خط چین مربوط به  $J/K=10$  و نمودار نقطه چین مربوط به حالت  $J/K=100$  بوده و  $\kappa L=2\pi$  می‌باشد.

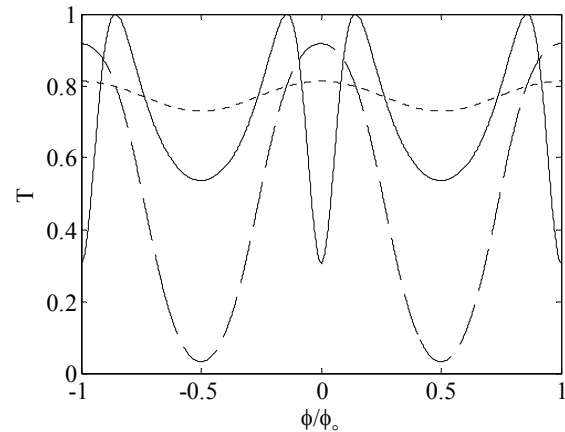
ورودی همچنان  $|\uparrow\rangle$  در نظر گرفته شده است. حالت در هم تنیده سه تایی  $|\Psi^+\rangle$  به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$|\Psi^+\rangle \equiv \frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\downarrow\rangle + |\downarrow\uparrow\rangle). \quad (18)$$

همان گونه که در این شکل نشان داده شده است در این حالت نیز با افزایش ثابت جفت شدگی، دامنه نوسانات آهارانوف-بوهم به شدت افت می‌کند.

در این شکل نیز مقادیر  $J/K$  مانند شکل ۲ در نظر گرفته شده است. نکته جالبی که در شکل ۴ دیده می‌شود آن است که در حالت در هم تنیده سه تایی  $|\Psi^+\rangle$  ضریب عبور برابر با یک، حتی به ازای مقادیر کوچک  $J/K$  به دست نمی‌آید که نشان می‌دهد پراکندگی اسپینی در این حالت قابل ملاحظه است.

در شکل ۵ ضریب عبور الکترون برای حالتی که ناخالصی‌ها در حالت در هم تنیده تک‌تایی  $|\Psi^-\rangle$  هستند، بر حسب شار مغناطیسی رسم شده است. مقادیر  $J/K$  مانند شکل‌های قبل و حالت اسپینی الکترون ورودی همچنان  $|\uparrow\rangle$  است. حالت در هم تنیده تک‌تایی به صورت زیر تعریف می‌شود:

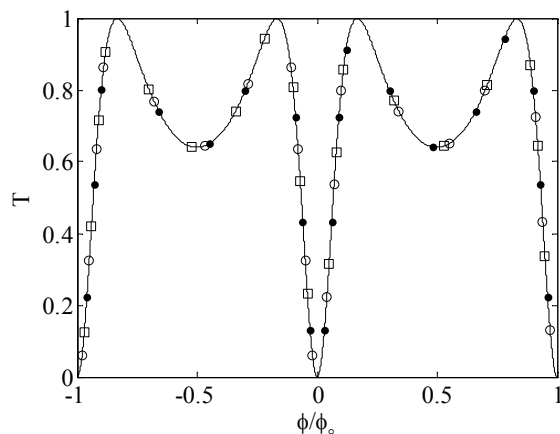


شکل ۲. نمودار ضریب عبور  $T$  بر حسب شار مغناطیسی بهنجار شده  $\phi/\phi_0$  برای الکترون ورودی در حالت  $|\uparrow\rangle$  و ناخالصی‌ها در حالت  $|\uparrow\uparrow\rangle$ . خط توپر مربوط به  $J/K=1$ ، خط چین مربوط به  $J/K=10$  و نمودار نقطه چین مربوط به حالت  $J/K=100$  می‌باشد و همچنین  $\kappa L=2\pi$  در نظر گرفته شده است. همان گونه که مشاهده می‌شود در این شکل با افزایش ثابت جفت شدگی، دامنه نوسانات کاهش می‌یابد و فقط به ازای مقادیر کوچک ثابت جفت شدگی ( $J/K=1$ ) ضریب عبور تقریباً برابر با یک قابل دسترسی است.

ناشی از عدم تقارن موجود در حلقه نسبت داد که با افزایش قدرت ناخالصی‌ها این عدم تقارن شدیدتر می‌شود [۱۹]. در نتیجه به ازای مقدار به اندازه کافی بزرگ ( $J/K=100$ ) دامنه نوسانات آهارانوف-بوهم به شدت افت می‌کند.

در شکل ۳ ضریب عبور برای الکترون ورودی با اسپین  $|\uparrow\rangle$  و ناخالصی‌ها با اسپین  $|\uparrow\downarrow\rangle$  بر حسب شار مغناطیسی بهنجار شده  $\phi/\phi_0$  نشان داده شده است، همان گونه که این شکل نشان می‌دهد همانند شکل ۲ ضریب عبور برای  $J/K$  کوچک ( $J/K=1$ ) و مقادیر خاصی از شار عبوری تقریباً برابر یک می‌شود و با افزایش ثابت جفت شدگی  $J/K$  دامنه نوسانات افت می‌کند. با دقت در شکل ۳ مشاهده می‌شود برای  $J/K$  کوچک ( $J/K=1$ ) ضریب عبور دقیقاً برابر یک نمی‌شود که نشان دهنده وجود پراکندگی اسپینی ناچیز در این حالت است.

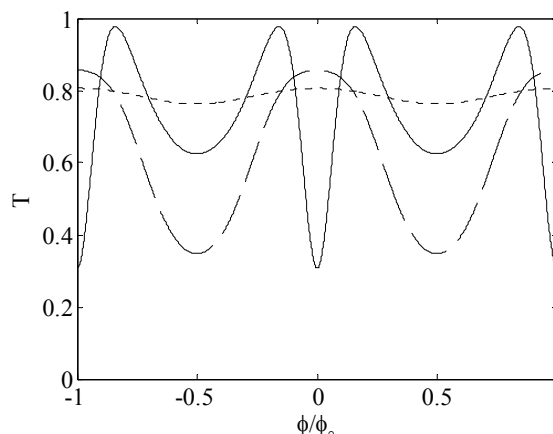
شکل ۴ ضریب عبور برای ناخالصی‌ها با حالت اسپینی در هم تنیده سه تایی  $|\Psi^+\rangle$  را نشان می‌دهد. اسپین الکترون



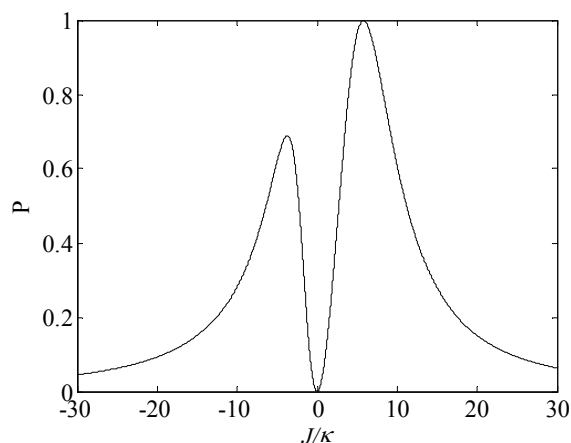
شکل ۵. نمودار ضریب عبور  $T$  بر حسب شار مغناطیسی بهنجار شده  $\phi/\phi_0$  برای الکترون ورودی در حالت  $|\uparrow\rangle$  و ناخالصی‌ها در حالت در هم تنیده تکتایی  $|\Psi^-\rangle$ . نمودارهای مربوط به ضریب عبور برای  $J/K$  برابر ۱، ۱۰ و ۱۰۰ به ترتیب با علامت‌های دایره توخالی، مربع و دایره توپر نشان داده شده‌اند. مشاهده می‌شود که نمودارهای مربوط به ضرایب عبور مختلف بر هم منطبق شده است.

نمی‌کند. در این حالت دو ناخالصی اثر اسپینی یکدیگر را خنثی می‌کنند و سیستم مستقل از ثابت جفت شدگی خواهد شد. این در حالی است که برای سایر حالت‌های اسپینی سیستم چنین اتفاقی نمی‌افتد. نکته جالب دیگر اینکه در این حالت حلقه کوانتومی در میدان‌های مغناطیسی معینی ( $\phi/\phi_0 = \pm 0.16, \pm 0.84$ )، برای موج ورودی یاد شده رسانندگی کامل دارد ( $T=1$ ).

در شکل ۶ احتمال عبور بر حسب  $J/K$  به ازای  $\phi/\phi_0 = 0.3$  برای الکترون خروجی با اسپین  $|\downarrow\rangle$  رسم شده است. در اینجا فرض کرده‌ایم الکترون ورودی در حالت اسپینی  $|\uparrow\rangle$  و ناخالصی‌ها در حالت اسپینی سه تایی باشند. همان‌طور که در شکل دیده می‌شود به ازای  $J/K = 6/1$  احتمال آنکه اسپین الکترون وارون شده باشد برابر یک است. چنانچه الکترون ورودی را در حالت اسپینی  $|\downarrow\rangle$  در نظر بگیریم و ناخالصی‌ها همچنان در حالت اسپینی سه تایی باشند، نمودار احتمال خروج الکترون با حالت اسپینی  $|\uparrow\rangle$  دقیقاً منطبق بر شکل ۶ می‌شود. این نکته از قبل قابل پیش بینی بود، زیرا



شکل ۴. نمودار ضریب عبور  $T$  بر حسب شار مغناطیسی بهنجار شده  $\phi/\phi_0$  برای الکترون در حالت ورودی  $|\uparrow\rangle$  و ناخالصی‌ها در حالت در هم تنیده سه تایی  $|\Psi^+\rangle$ . خط توپر، خط چین و نقطه چین به ترتیب نمودارهای ضریب عبور را برای  $J/K$  برابر ۱، ۱۰ و ۱۰۰ نشان می‌دهند.



شکل ۶. نمودار احتمال تغییر اسپین الکترون از  $|\uparrow\rangle$  به  $|\downarrow\rangle$  در اثر عبور از حلقه بر حسب  $J/K$  برای وقتی که  $\kappa L = 2\pi$ ،  $\phi/\phi_0 = 0.3$  و حالت اولیه اسپین ناخالصی‌ها  $|\Psi^+\rangle$  است.

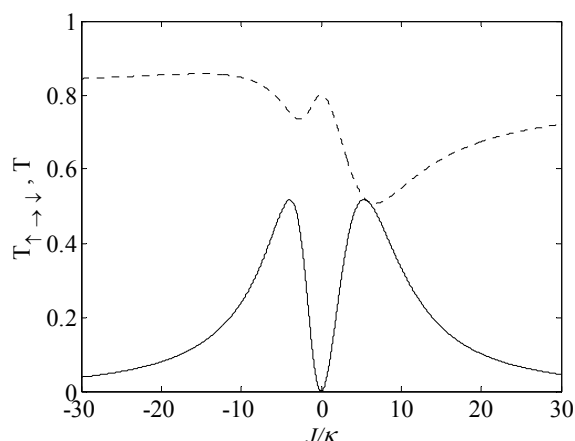
$$|\Psi^-\rangle \equiv \frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\downarrow\rangle - |\downarrow\uparrow\rangle). \quad (19)$$

مشاهده می‌شود که ضرایب عبور برای  $J/K$ ‌های مختلف بر هم منطبق شده‌اند. نکته جالب توجه آن است که در چنین حالتی نوسانات آهارانوف-بوهم مستقل از ثابت جفت شدگی بوده با افزایش آن ضریب عبور کاهش نمی‌یابد. در نتیجه، افزایش ثابت جفت شدگی روی حالت اسپینی  $|\Psi^-\rangle$  (الکترون ورودی در حالت  $|\uparrow\rangle$  و ناخالصی‌ها در حالت  $|\Psi^-\rangle$ ) تغییری ایجاد

خروجی مطابق شکل ۱ را می‌توان به عنوان یک دریچه NOT کوانتومی در نظر گرفت، که راندمان آن بالای ۵۰٪ است.

توضیح اینکه ثابت جفت شدگی بین دو اتم ناخالصی مغناطیسی  $g$  قابل محاسبه بوده و مقدار آن از مرتبه  $30\text{eV}$  است [۱۶]. مقدار تجربی آن تا  $7\text{eV}$  اندازه گیری شده است که اختلاف مقدار محاسبه شده و مقدار تجربی ناشی از در نظر نگرفتن اثراتی مانند اثر پوششی در محاسبات است. ثابت جفت شدگی بین یک الکترون (آزاد) و یک اتم ناخالصی  $J$  خیلی بزرگتر از ثابت جفت شدگی بین دو اتم ناخالصی است [۲۶]. در این مقاله ثابت جفت شدگی بین الکترون و ناخالصی مغناطیسی  $J$  حداکثر  $100\text{eV}$  در نظر گرفته شده که با توجه به اینکه  $J$  خیلی بزرگتر از  $g$  است یک مقدار معقول به نظر می‌رسد. مضافاً اینکه در این مقاله از شدت جفت شدگی بهنجار شده به  $K$  ( $J/K$ ) استفاده شده است که برای  $K$  های کوچک،  $J$  های بزرگتری را می‌توان در محاسبات استفاده کرد.

در این مقاله با استفاده از نظریه موجبر یک حلقه کوانتومی با ابعاد نانومتری مورد مطالعه قرار گرفته است. حلقه دارای یک کانال ورودی و یک کانال خروجی است که دو ناخالصی مغناطیسی در یکی از دو بازوی آن قرار دارند. الکترونی که وارد حلقه می‌شود، قبل از خروج و یا بازتاب از آن، با ناخالصی‌ها برهم‌کنش‌های اسپینی متوالی کرده و در نتیجه اسپین آن دستخوش تغییر می‌شود. با بهره‌گیری از جفت شدگی اسپین الکترون و ناخالصی‌ها، ضریب عبور محاسبه شده و برای حالت‌های مختلف مورد بررسی قرار گرفته است. نشان داده شده است، چنانچه ناخالصی‌ها در حالت جفت شده تکتابی باشند، دامنه نوسانات آهارانوف-بوهم برای مقادیر خاصی از بردار موج الکترون فرودی ( $\kappa L = 2\pi$ ) همواره برابر یک است. این ویژگی در سایر حالت‌های اسپینی دیده نمی‌شود. همچنین نشان داده شده است چنانچه ناخالصی‌ها در حالت اسپینی سه تایی باشند، با تنظیم شار گذرنده از حلقه و انتخاب مناسب ثابت جفت شدگی، الکترون در حالت اسپینی  $|\uparrow\rangle$  پس از عبور



شکل ۷. نمودار ضریب عبور کل  $T$  و ضریب عبور الکترون با حالت‌های اسپینی ورودی  $|\uparrow\rangle$  و خروجی  $|\downarrow\rangle$ ، بر حسب تغییرات ثابت جفت شدگی که در آن خط توپر مربوط به  $T_{\uparrow\rightarrow\downarrow}$  و خط چین مربوط به  $T$  می‌باشد. احتمال تغییر اسپین الکترون پس از عبور از حلقه در محل تلاقی دو نمودار برابر با یک است. مقدار ضریب عبور در این حالت ۵۲٪ می‌باشد که نشان دهنده بازدهی ۵۲ درصد است.

برای حالت سه تایی [معادله (۱۴)] چنانچه اسپین  $|\uparrow\rangle$  به اسپین  $|\downarrow\rangle$  و برعکس اسپین  $|\downarrow\rangle$  به  $|\uparrow\rangle$  تبدیل شود هیچ تغییری در نوع برهم‌کنش‌ها ایجاد نمی‌شود.

به این ترتیب حلقه کوانتومی مطابق با شکل ۱ که شار مغناطیسی بهنجار شده برابر با  $0/3$  از آن عبور کند و ثابت جفت شدگی بهنجار شده الکترون و ناخالصی‌ها برابر  $6/1$  باشد، مانند یک وارونگر اسپینی یا دریچه NOT اسپینی عمل می‌کند.

برای تعیین راندمان این دریچه، در شکل ۷ نمودار  $T$  و  $T_{\uparrow\rightarrow\downarrow}$  برای  $\phi/\phi_0 = 0/3$  را بر حسب  $J/K$  رسم کرده‌ایم، که در اینجا منظور از  $T_{\uparrow\rightarrow\downarrow}$  ضریب عبور الکترون با حالت اسپینی ورودی  $|\uparrow\rangle$  و حالت اسپینی خروجی  $|\downarrow\rangle$  و  $T$  ضریب عبور کل است. هنگامی که  $T_{\uparrow\rightarrow\downarrow}$  برابر  $T$  شود احتمال وارون شدن اسپین الکترون ورودی در اثر عبور از حلقه صد در صد خواهد شد. همان‌طور که شکل ۷ نشان می‌دهد وقتی که  $J/K$  برابر  $6/1$  باشد  $T_{\uparrow\rightarrow\downarrow}$  برابر  $T$  و مساوی  $0/52$  می‌شود، که نشان دهنده راندمان ۵۲٪ است. به این ترتیب سیستم متشکل از حلقه کوانتومی با دو ناخالصی مغناطیسی و دو کانال ورودی و

می‌تواند به عنوان یک وارونگر اسپینی و یا یک دریچه NOT کوانتومی عمل کند. همچنین بازدهی این دریچه محاسبه شده و نشان داده شده است برابر ۵۲٪ است.

از حلقه به الکترون خروجی در حالت اسپینی  $|\downarrow\rangle$  و الکترون ورودی در حالت اسپینی  $|\downarrow\rangle$  به الکترون خروجی در حالت اسپینی  $|\uparrow\rangle$  تبدیل می‌شود. به این ترتیب این حلقه کوانتومی

14. S K Joshi, D Sahoo and A M Jayannavar, *Phys. Rev. B* **64** (2001) 075320.
15. F Ciccarello, G M Palma and M Zarccone, *Phys. Rev. B* **75** (2007) 205415.
16. A C Hewson, "*The Kondo Problem to Heavy Fermions, Cambridge Studies in Magnetism*", **2** Cambridge University Press (1997).
17. A R Edmonds, "*Angular momentum in quantum mechanics*", Princeton University Press (1960).
18. J B Xia, *Phys. Rev. B* **45** (1992) 3593.
19. J M Mao, Y Huang and J M Zhou, *J. Appl. Phys.* **73** (1993) 1853.
20. A T Costa Jr, S Bose and Y Omar, *Phys. Rev. Lett.* **96** (2006) 230501.
21. G L Giorgi and F de Pasquale, *Phys. Rev. B* **74** (2006) 153308.
22. D Yang, S J Gu, and H Li, *Phys. Rev. Lett.* **100** (2008) 150501.
23. K Yuasa and H Nakazato, *J. Phys. A* **40** (2007) 297.
24. F Ciccarello, G M Palma, M Zarccone, Y Omar and V R Vieira, *New J. Phys.* **8** (2006) 214.
25. F Ciccarello, et al., *Solid state sci.* **11** (2009) 931.
26. Y Avishia and Y Tokura, *Phys. Rev. Lett.* **87** (2001) 197203.
1. S Datta, "*Electronic Transport in Mesoscopic Systems*", Cambridge University Press (1995).
2. Y Imry, "*Introduction to Mesoscopic Physics*", Oxford University Press (1997).
3. Y Aharonov and D Bohm, *Phys. Rev.* **115** (1959) 485.
4. S viefers, P Koskinen, P singha Deo and M Manninen, *Physica E* **21** (2004) 1.
5. A M Jayannavar and P singha Deo, *Phys. Rev. B* **51** (1995) 10175.
6. H M Li, J L Xiao, *Physica B* **396** (2007) 91.
7. I A Shelykh, N G Galkin and N T Bagraev, *Phys. Rev. B* **74** (2006) 165331.
8. H Ch Wu, Y Guo, X Y Chen, et al., *Phys. Rev. B* **68** (2003) 125330-1.
9. D P Divincenzo, *Science* **270** (1995) 255.
10. D Awschalom, D Loss and N Samarth, "*Semiconductor spintronics and quantum computation*", Springer press (2002).
11. E I Rashba, *Fiz. Tverd. Tela, Sov. Phys. Solid State* **2** (1960) 1109.
12. P Foldi et al., *Phys. Rev. B* **73** (2006) 155325.
13. M A Rudermann and C. Kittel, *Phys. Rev.* **96** (1954) 99.