

بازتاب آندریو در یک اتصال آلترمغناطیسی موج-P و ابررسانا

مرتضی صالحی

گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه بوعلی سینا، همدان

پست الکترونیکی: m.salehi@basu.ac.

(دریافت مقاله: ۲۴ / ۱۰ / ۱۴۰۳ ؛ دریافت نسخه نهایی: ۰۴ / ۱۲ / ۱۴۰۳)

چکیده:

ما به بررسی ویژگی‌های بازتاب آندریو در یک اتصال دوبعدی بین ماده آلترمغناطیسی موج-P و ابررسانا پرداخته‌ایم. مواد آلترمغناطیسی، با آرایش اسپینی خاصی که در غیاب برهم‌کنش اسپین-مدار دارند یک گروه جدید را در طبقه‌بندی مواد مغناطیسی در کنار فرومغناطیسی، آنتی فرومغناطیسی و ... ایجاد کرده‌اند. در این تحقیق، ما نشان دادیم که در صورتی که بردار قدرت آلترمغناطیسی مؤلفه‌ای موازی با فصل مشترک اتصال داشته باشد، بازتاب آندریو حساس به زاویه فروود می‌شود و تقارن آینه‌ای آن نسبت به محور عمود بر فصل مشترک شکسته می‌شود. همچنین ما نشان دادیم که این شکست تقارن منجر به ایجاد یک جریان اسپینی خواهد شد که موازی با فصل مشترک اتصال شارش پیدا خواهد کرد. ایجاد جریان اسپینی در غیاب مغناطش بلندبرد فرومغناطیسی و برهم‌کنش اسپین-مدار برای طراحی مدارهای اسپینترونیکی بسیار حائز اهمیت است.

واژه‌های کلیدی: بازتاب آندریو، آلترمغناطیسی، شکست تقارن آینه‌ای، تراز کوانتومی وابسته به زاویه فروود

باقی می‌ماند [۶].

۱. مقدمه

آلترمغناطیسی‌ها با تقارن گروه اسپینی [۷] که دارند، به دو گروه با پاریته زوج و فرد تقسیم می‌شوند. آرایش اسپینی آلترمغناطیسی‌های با پاریته زوج در فضای اندازه حرکت مانند شکل ۱ الف تعداد زوج از صفحه‌های با اسپین-صفر دارد. در این زیرگروه، تقارن وارونی فضایی (P) حفظ شده در حالی که تقارن وارونی زمانی (T) شکسته شده است،

$$\begin{cases} E_{\sigma}(\mathbf{k}) = E_{\sigma}(-\mathbf{k}) \\ E_{\sigma}(\mathbf{k}) \neq E_{-\sigma}(\mathbf{k}) \end{cases} \quad (1)$$

در اینجا، σ ماتریس پائولی است که به درجه آزادی اسپینی اشاره دارد. موادی مانند Mn_5Si_3 [۸،۹]، $CrSb$ [۱۰ و ۱۱]، $FeSb_2$ [۱۲]، $MnTe$ [۱۳-۱۶] در دسته آلترمغناطیسی‌های با پاریته زوج (موج-d، موج-g و موج-i) قرار می‌گیرند.

مواد آلترمغناطیسی یک گروه جدید از مواد مغناطیسی هستند که آرایش اسپینی خاص و ویژگی‌های ترازبردی منحصر به فردی دارند که آنها را از مواد فرومغناطیسی و آنتی فرومغناطیسی متمایز می‌کند [۳-۱]. مواد فرومغناطیسی مغناطش برابند بزرگ مقیاس در فضای حقیقی دارند در حالی که مواد آنتی فرومغناطیسی در حوزه‌های کوچک مقیاس در فضای حقیقی مغناطش دارند، اما نحوه جهت‌گیری مغناطش حوزه‌ها به نحوی است که ماده در بزرگ مقیاس غیرمغناطیسی باقی می‌ماند [۴،۵]. جهت‌گیری اسپینی مواد آلترمغناطیسی در فضای اندازه حرکت (فضای وارون) به صورتی است که زیرنوارهای اسپینی از یکدیگر جدا می‌شوند و تبهگنی کرامرز^۱ شکسته می‌شود، اما ماده در بزرگ مقیاس غیرمغناطیسی

۱. Kramer's degeneracy

- آلترمغناطیس موج-p هم صفحه، که آرایش اسپین ها در صفحه تشکیل دهنده ماده قرار می گیرد [۱۷ و ۲۰].

موادی نظیر $CeNiAsO$ و Mn_3GaN نامزدهای آلترمغناطیس با پاریته فرد هستند که تقارن $G_{2\perp}$ در آنها شکسته شده درحالی که تقارن $\mathcal{T}$ حفظ شده است [۱۷]. تقارن $G_{2\perp}$ در اینجا دوران حول محور مغناطش هم خط است. به طور ساده در ساختار نواری فرومغناطیس ها، زیرنوارهای اسپینی در فضای وارون در محور انرژی جابه جا می شوند و عدم توازن بین چگالی الکترون های با اسپین بالا و پایین موجب مغناطش غیر صفر در این مواد می شود.

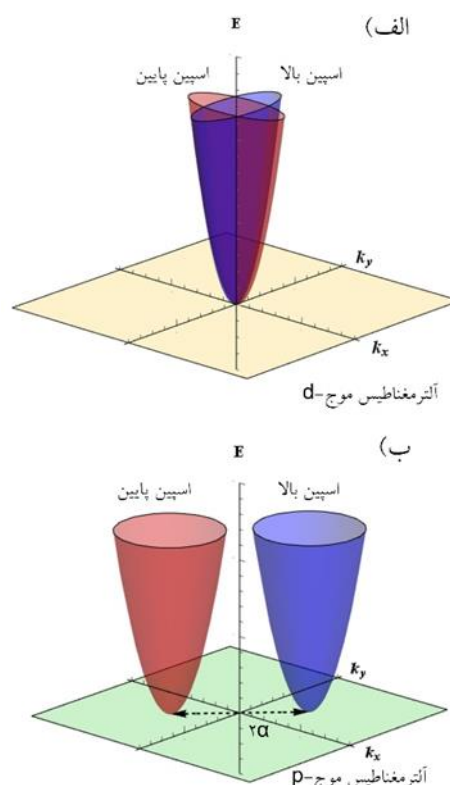
این در حالی است که در آلترمغناطیس ها زیرنوارهای اسپینی در فضای اندازه حرکت مانند شکل ۱ به صورت افقی یا با تغییر شیب سرعت گروه به صورت هم مرکز از یکدیگر جدا می شوند و چگالی حامل های بار بدون تغییر باقی می ماند تا مغناطش کل سامانه صفر باقی بماند.

از آنجایی که در ابررسانای عادی، زوج های کوپر به صورت موج-s با اسپین کل صفر با یکدیگر زوج می شوند، برهم کنش بین ابررسانایی و آلترمغناطیس که می تواند زمینه ظهور پدیده های نوین کوانتومی باشد، توجه زیادی را به خود جلب کرده است [۲۱-۲۴].

از آنجایی که در پژوهش های قبلی آلترمغناطیس های موج-d مورد توجه قرار گرفته بودند، در این تحقیق مانند شکل ۲ به بررسی بازتاب آندریو^۱ در یک اتصال شامل آلترمغناطیس موج-p با ابررسانای عادی پرداختیم و نشان دادیم که فصل مشترک بین آنها با توجه به جهت گیری اسپین ذره ورودی، به زاویه فرود حساس خواهد بود و این منجر به ایجاد یک جریان اسپینی خواهد شد که در راستای موازی با فصل مشترک شارش خواهد یافت.

۲. نظریه و فرمول بندی

هامیلتونی مؤثر انرژی های پایین در یک آلترمغناطیس موج p با رابطه زیر داده می شود [۱۸، ۱۹ و ۲۳]:



شکل ۱. (الف) رابطه پاشندگی آلترمغناطیس موج-d که در آن زیرنوارهای اسپینی در فضای اندازه حرکت جابه جا شده اند به نحوی که نقاط تبهگن برخورد زیرنوارهای اسپینی دو صفحه اسپین-صفر تشکیل می شود و مرکز هر دو زیرنوار در یک نقطه قرار دارد و (ب) رابطه پاشندگی آلترمغناطیس موج-p که در آن زیرنوارهای اسپینی در فضای اندازه حرکت به صورت افقی جابه جا شده اند و مراکز آنها فاصله 2α از یکدیگر دارد و از نقاط تبهگن برخورد دو زیرنوار تنها یک صفحه اسپین-صفر تشکیل می شود.

آلترمغناطیس های با پاریته فرد نیز مانند قسمت شکل ۱ ب آرایش اسپینی با تعداد فرد صفحه اسپین-صفر دارند. در این زیرگروه تقارن $\mathcal{T}$ حفظ شده در حالی که تقارن $\mathcal{P}$ شکسته شده است [۱۷]

$$\begin{cases} E_{\sigma}(\mathbf{k}) \neq E_{\sigma}(-\mathbf{k}) \\ E_{\sigma}(\mathbf{k}) = E_{-\sigma}(\mathbf{k}) \end{cases} \quad (2)$$

زیرگروه آلترمغناطیس های با پاریته فرد (موج-p) نیز به دو بخش تقسیم می شود:

- آلترمغناطیس موج-p هم خط، که در آن آرایش اسپین ها عمود بر صفحه تشکیل دهنده ماده قرار می گیرد [۱۸ و ۱۹].

می آیند:

$$\varepsilon_{e(h)} = \mp \mu_A \pm \frac{\hbar^2}{2m} (\mathbf{k} \pm \mathbf{a})^2. \quad (5)$$

منحنی سهمی-گون الکترون-گونه در $\mathbf{a}$ - و حفره-گونه در $+\mathbf{a}$ قرار دارد. سرعت گروه شبه ذرات با رابطه $\mathbf{v}_{e(h)} = \frac{\pm \partial \varepsilon_{e(h)}}{\hbar \partial \mathbf{k}}$ داده می شود. در قسمت شکل ۳ الف نمای از بالای یک اتصال آلترمغناطیس موج-p / ابررسانا در فضای $\mathbf{k}$ نشان داده شده است. فیزیک مد نظر ما با $\alpha_y \neq 0$ محقق خواهد شد. در ناحیه آلترمغناطیس دو سهمی-گون الکترون-گونه و حفره-گونه در راستای محور y از یکدیگر جدا شده اند. یک شبه ذره در جایگاه a_i بر روی دایره فرمی الکترون-گونه با توجه به سرعت گروه و رابطه (۳) با بردار موجی داده می شود که مبدأ آن در مرکز دایره فرمی مطابق شکل ۳ قرار دارد. در حد پرتابه ای مؤلفه عرضی بردار موج، مؤلفه k_y ، و انرژی در فرایند پراکندگی بقا دارد. در نتیجه تنها در صورتی که دایره های فرمی الکترون-گونه و حفره-گونه هم پوشانی داشته باشند، یک الکترون فرودی بر فصل مشترک با اسپین بالا می تواند تحت بازتاب آندریو یک جایگاه خالی بر روی دایره حفره-گونه با جهت گیری اسپین پایین بیابد. اگر جایگاه خالی در نوار رسانش قرار داشته باشد، بازتاب آندریو بازگشتی^۳ خواهیم داشت و اگر جایگاه خالی در نوار ظرفیت قرار داشته باشد، بازتاب آندریو آینه ای^۴ خواهیم داشت. این دو فرایند با دو دایره کوچک سفید رنگ در جایگاه های a_s و a_r در شکل ۳ نمایش داده شده اند.

شرط هم پوشانی دایره های فرمی سبب می شود تا احتمال بازتاب آندریو وابسته به زاویه فرود ذره شود، به طوری که تنها الکترون هایی که راستای انتشار آنها شرط زیر را برآورده کند با احتمال بازتاب آندریو غیرصفر مواجه خواهند شد

$$H_{\uparrow(\downarrow)}(\mathbf{k}) = \frac{\hbar^2}{2m} (\mathbf{k} \pm \mathbf{a})^2 - \mu, \quad (3)$$

که علامت $\uparrow(\downarrow)$ نشان دهنده جهت گیری اسپین در هر یک از زیرنوارهای سهمی گون متناظر با علامت $\pm$ است. بردار قدرت آلترمغناطیس را با $\mathbf{a}$ نشان داده ایم که در حضور آن زیرنوارهای اسپینی از حالت تبهگنی خارج شده و به صورت افقی در فضای $\mathbf{k}$ جابه جا می شوند. مانند شکل ۲، یک اتصال بین آلترمغناطیس موج-p و یک ابررسانای عادی را در نظر می گیریم. از فرمول بندی بوگولیووف-دژن^۱ (BdG) استفاده می کنیم [۲۵] تا ترابرد کوانتومی اتصال را در حد پرتابه ای^۲ بررسی کنیم. به دلیل این که در آلترمغناطیس برهم کنش اسپین-مدار نسبیتی وجود ندارد، برای یک الکترون فرودی با اسپین بالا، جهت گیری اسپین در بازتاب تغییر نمی کند. اما در اتصال بین ابررسانا و مواد غیرابررسانا نظیر فلز نرمال، فرومغناطیس و ... یک بازتاب دیگری به نام بازتاب آندریو وجود دارد که در آن الکترون فرودی با یک حفره بازتابیده می شود و جهت گیری اسپین الکترون فرودی و حفره بازتابیده به صورتی است که یک زوج کوپر با موج s بتواند وارد چگاله ابررسانا شود. به این صورت الکترون با اسپین بالا با حفره با اسپین پایین بازتابیده می شود و الکترون با اسپین پایین با حفره با اسپین بالا تحت فرایند آندریو بازتابیده می شود. سازوکار بازتاب آندریو توجیه کننده رسانندگی غیرصفر در انرژی های پایین تر از گاف انرژی ابررساناهاست. هامیلتونی BdG به صورت زیر برای الکترون با اسپین بالا و حفره با اسپین پایین نوشته می شود:

$$H_{BdG}(\mathbf{k}) = \begin{pmatrix} \frac{\hbar^2}{2m} (\mathbf{k} + \mathbf{a})^2 - \mu & \Delta_0 e^{i\varphi} \\ \Delta_0 e^{-i\varphi} & \mu - \frac{\hbar^2}{2m} (\mathbf{k} - \mathbf{a})^2 \end{pmatrix}, \quad (4)$$

که بر روی حالت $\Psi = (\psi_{\uparrow} \quad -\psi_{\downarrow}^*)$ اثر می کند. در اینجا Δ_0 گاف انرژی ابررسانایی و φ فاز مختلط آن است و در ناحیه $0 \leq x$ غیرصفر است. در ناحیه آلترمغناطیس، رابطه پاشندگی برانگیختگی های الکترون-گونه و حفره به صورت زیر به دست

۱. Bogoliubov-deGennes

۲. Ballistic limits

۳. Retroreflection

۴. Specular reflection

$$\Psi_A(x) = \psi_{e,\uparrow}^+(x) + r_n \psi_{e,\uparrow}^-(x) + r_A \psi_{h,\downarrow}^-(x), \quad (8)$$

که r_n دامنه بازتاب نرمال و r_A دامنه بازتاب آندریو است. بالانوش $\pm$ اشاره به راستای حرکت ذره با توجه به سرعت گروه آن دارد. همچنین، پایین نوشت e یا h اشاره به ماهیت الکترون-گونه یا حفره-گونه تابع موج دارد. تابع موج کلی ناحیه ابرسانا را نیز به صورت زیر به دست می‌آوریم:

$$\Psi_S(x) = t_e \psi_{S,e}^+(x) + t_h \psi_{S,h}^-(x). \quad (9)$$

ضرایب t_e و t_h دامنه احتمال عبور از فصل مشترک به تابع موج الکترون-گونه و حفره گونه ناحیه ابرسانا است. با استفاده از شرایط مرزی زیر:

$$\begin{cases} \Psi_A(x=0^-) = \Psi_S(x=0^+) \\ v_x^A \Psi_A(x=0^-) = v_x^S \Psi_S(x=0^+) \end{cases} \quad (10)$$

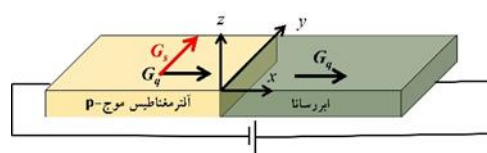
می‌توان دامنه‌های بازتاب نرمال و آندریو و دامنه‌های عبور را به دست آورد. کمیت v_x^A و v_x^S متناظراً سرعت گروه در دو ناحیه آلترمغناطیس موج p و ابرسانا هستند. احتمال بازتاب آندریو برای الکترون فرودی بر فصل مشترک با اسپین بالا به صورت $R_A(\varepsilon, \theta_f) = r_A^* r_A$ داده می‌شود. همچنین بازتاب نرمال با $R_N(\varepsilon, \theta_f) = r_n^* r_n$ داده می‌شود. مشابه همین محاسبات را می‌توان برای دو زیرنوار الکترون با اسپین پایین و حفره با اسپین بالا نیز انجام داد و احتمال‌های بازتاب و عبور متناظر برای فرایند پراکندگی متناظر آنها را نیز محاسبه کرد.

۳. نتایج

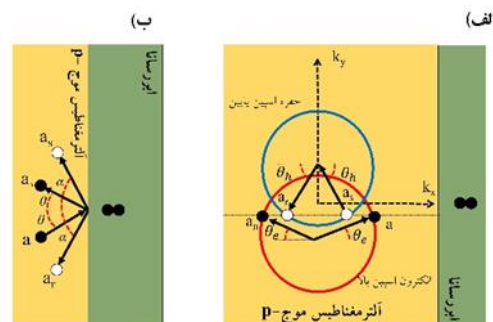
• بازتاب آندریو

با $\alpha_y \neq 0$ جابه‌جایی زیرنوارهای اسپینی در راستای محور k_y اتفاق می‌افتد و هم‌پوشانی دایره‌های فرمی به صورت جزئی اتفاق خواهد افتاد. در شکل ۴. الف احتمال بازتاب آندریو برای الکترون فرودی با اسپین بالا بر حسب زاویه فرود ذره و انرژی آن رسم شده است. با توجه به جابه‌جایی زیرنوارهای اسپینی اگر

$$q_e + q_h \leq 2\alpha_y, \quad (11)$$



شکل ۲. اتصال بین آلترمغناطیس موج-p با ابرسانا در فضای حقیقی. در این اتصال جریان بار الکتریکی عمود بر فصل مشترک اتصال و جریان اسپینی در راستای موازی با اتصال شارش پیدا خواهد کرد.



شکل ۳. (الف) اتصال آلترمغناطیس موج-p/ابرسانا در فضای k . دایره فرمی شبه‌ذرات الکترون-گونه قرمز رنگ و دایره فرمی شبه ذرات حفره-گونه آبی رنگ نمایش داده شده است. شبه ذره الکترون-گونه در جایگاه a_i تحت بازتاب آندریو در حد پرتابه‌ای تنها می‌تواند در جایگاه a_s تحت بازتاب آینه‌ای و در جایگاه a_r تحت بازتاب بازگشتی قرار گیرد. همچنین در یک بازتاب نرمال می‌تواند در جایگاه a_n قرار گیرد. بردارهای مشکی رنگ با مبدأ یا مقصد مرکز دایره‌های فرمی راستای حرکت ذره را در فضای حقیقی نشان می‌دهند و (ب) فرود ذره الکترون-گونه با دایره مشکی رنگ در جایگاه a_i و احتمال‌های مختلف آن تحت بازتاب آینه‌ای آندریو یا بازگشتی با دایره‌های سفید رنگ در جایگاه a_s یا a_r در فضای حقیقی نشان داده شده است. همچنین بازتاب نرمال در جایگاه a_n نشان داده شده است.

$$\sin^{-1} \left(\max \left\{ -1, \frac{-q_h + 2\alpha_y}{q_e} \right\} \right) \leq \theta_f \leq \sin^{-1} \left(\min \left\{ 1, \frac{q_h + 2\alpha_y}{q_e} \right\} \right), \quad (6)$$

که در آن

$$\begin{cases} q_e = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} (\mu_A + \varepsilon)} \\ q_h = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} (\mu_A - \varepsilon)} \end{cases} \quad (7)$$

است. با حل معادله (۴) برای هر دو ناحیه ابرسانا و آلترمغناطیس می‌توان ویژه تابع‌های الکترون-گونه و حفره-گونه را در هر دو ناحیه با توجه به جهت انتشار آنها به دست آورد. تابع موج کلی در ناحیه آلترمغناطیس موج-p را می‌توان به صورت زیر نوشت:

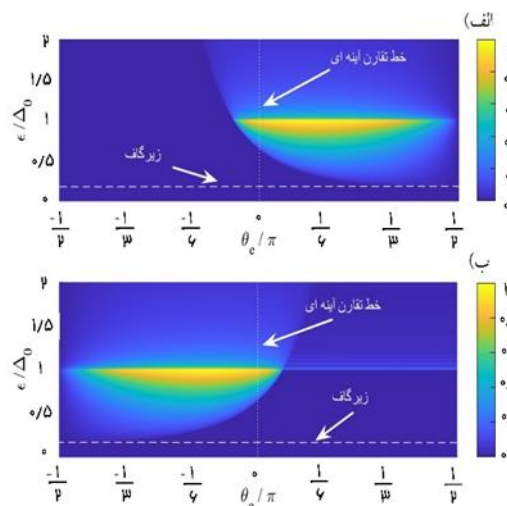
BTK^1 به صورت زیر محاسبه کرد [۲۶]:

$$\frac{G_q(\varepsilon)}{G_q^0} = \sum_{\delta=\uparrow, \downarrow} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} (1 - R_{N,\delta}) \cos \theta_{\delta} + R_{A,\delta} \cos \theta'_{\delta} d\theta_{\delta}, \quad (12)$$

که $G_q^0 = e^2/h$ کوانتای رسانندگی اتصال و $\bar{\delta} = -\delta$ جهت گیری اسپین است. مقدار رسانندگی برای مقادیر مختلف α_y در شکل ۵ رسم شده است. ویژگی بارز اتصال‌های شامل ابرساناها غیرصفر بودن مقدار رسانندگی بار الکتریکی در مقادیر انرژی $\varepsilon \leq \Delta_0$ است. بازتاب آندریو تنها سازوکار موجود برای ترابرد کوانتومی در این مقادیر از انرژی است. در اتصال آلترمغناطیس موج-p و ابرسانا قله رسانندگی در لبه گاف ابرسانایی Δ_0 قرار دارد که با توجه به شکل ۴ این موضوع قابل توجیه است. بازتاب آندریو بیشترین مقدار خود را در مقادیر انرژی نزدیک به لبه گاف ابرسانایی دارد که همین موضوع دلیل اصلی وجود قله رسانندگی در انرژی $\varepsilon \sim \Delta_0$ است. جابه‌جایی زیرنوارهای اسپینی که در شکل ۳ نشان داده شد، سبب القاء یک گاف غیرمستقیم و صفر شدن احتمال بازتاب آندریو اتصال می‌شود. این گاف غیرمستقیم را می‌توان همان‌طور که در شکل ۴ نشان داده شده است از محاسبه رسانندگی بار الکتریکی اتصال نیز محاسبه کرد؛ زیرا صفر شدن بازتاب آندریو در انرژی‌های $\varepsilon \leq \Delta_0$ منجر به صفر شدن رسانندگی بار الکتریکی می‌شود که در شکل ۵ به خوبی نشان داده شده است.

• رسانندگی اسپینی

عدم وجود تقارن آینه‌ای در بازتاب‌های آندریو و نرمال نسبت به زاویه فرود ذره سبب می‌شود تا تراکم حامل‌های اسپینی در راستای موازی با فصل مشترک اتصال برهم خورده و در حالی که هیچ جریان الکتریکی موازی با فصل مشترک شارش پیدا نمی‌کند، یک جریان اسپینی موازی با فصل مشترک جریان یابد. با تعمیم نظریه BTK به رسانندگی اسپینی می‌توان مقدار رسانندگی این جریان را از رابطه زیر محاسبه کرد [۲۷ و ۲۸]:

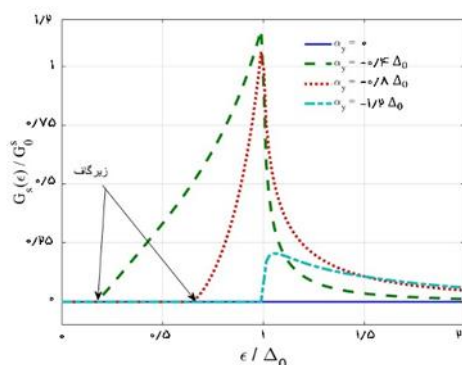


شکل ۴. (الف) احتمال بازتاب آندریو برای الکترون فرودی با اسپین بالا بر حسب زاویه فرود و انرژی ذره و (ب) احتمال بازتاب آندریو برای الکترون با اسپین پایین بر حسب زاویه فرود و انرژی ذره. در اینجا $\mu_A = 0.4\Delta_0$ و $\alpha_y = 0.4\Delta_0$ قرار داده شده است.

باشد، آنگاه همان‌طور که در شکل ۴ نشان داده شده است، یک زیر گاف انرژی غیرمستقیم در احتمال بازتاب آندریو به وجود می‌آید. این گاف برای الکترون‌های فرودی با اسپین پایین نیز وجود دارد که در رسانندگی بار و اسپین قابل اندازه‌گیری است. دلیل اصلی وجود این زیرگاف جابه‌جایی زیرنوارهای اسپینی در فضای k است. این جابه‌جایی سبب می‌شود تا بازتاب آندریو نسبت به محور عمود بر فصل مشترک، $\theta_F = 0$ ، نامتقارن شود. این محور برای زیرنوارهای اسپینی متفاوت نقش خط تقارن آینه‌ای را دارد که در اینجا شکسته شده است. در قسمت (ب) نیز احتمال بازتاب آندریو برای الکترون با اسپین پایین فرودی بر فصل مشترک رسم شده است تا خط تقارن آینه‌ای کاملاً مشخص شود. این ویژگی سبب می‌شود تا تراکم حامل‌های با اسپین متفاوت در راستای موازی با فصل مشترک اتصال تغییر کرده و یک جریان اسپینی خالص (در غیاب جریان بار) در امتداد فصل مشترک اتصال آلترمغناطیس موج-p انتشار یابد.

• رسانندگی بار الکتریکی

با داشتن احتمال بازتاب نرمال و احتمال بازتاب عبور می‌توان رسانندگی بار الکتریکی اتصال را با فرمول‌بندی



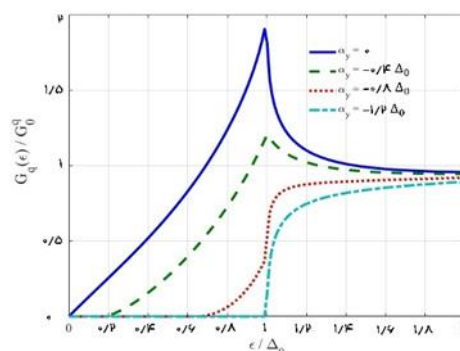
شکل ۶. رسانندگی عرضی اسپینی اتصال آلترمنغناطیس موج-p / ابررسانای عادی که بر حسب مقادیر α_y بردار قدرت آلترمنغناطیس رسم شده است. $\mu_A = 0$ در نظر گرفته شده است.

۴. جمع بندی

در این مقاله، ما نشان دادیم که در یک اتصال بین ماده آلترمنغناطیس موج-p / ابررسانای عادی، در صورتی که بردار قدرت آلترمنغناطیس در راستای موازی با فصل مشترک اتصال مؤلفه غیرصفر داشته باشد، با جابه جایی زیرنوارهای اسپینی موجب خواهد شد تا تقارن آینه‌ای در بازتاب آندریو شکسته شده و به راستای فرود ذره بر روی فصل مشترک حساس شود. سپس نشان دادیم که این اثر موجب شارش یک جریان اسپینی غیرصفر به صورت عرضی و موازی با فصل مشترک اتصال خواهد شد که می‌توان آن را به عنوان اثر قابل اندازه‌گیری آزمایشگاهی در نظر گرفت.

سپاسگزاری

در پایان از بحث‌های مفیدی که با خانم دکتر راضیه بیرانوند در این زمینه داشتم نهایت قدردانی و سپاس را دارم.



شکل ۵. رسانندگی بار الکتریکی اتصال آلترمنغناطیس موج-p / ابررسانای عادی، برای مقادیر مختلف بردار قدرت آلترمنغناطیس. ویژگی بارز رسانندگی، قله رسانندگی در لبه گاف انرژی ابررسانا است. $\mu_A = 0$ در نظر گرفته شده است.

$$\frac{G_s(\epsilon)}{G_s^0} = \sum_{\delta=\uparrow\downarrow} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \tau_{\delta} (R_{N,\delta} \sin \theta_{\delta} \pm R_{A,\delta} \sin \theta'_{\delta}) d\theta_{\delta}, \quad (13)$$

که $G_s^0 = e^2/4\pi$ کوانتای رسانندگی اسپینی است و با توجه به جهت گیری اسپین $\tau_{\delta} = \pm 1$. در شکل ۶ رسانندگی عرضی اسپینی اتصال آلترمنغناطیس موج-p / ابررسانای عادی بر حسب مقادیر مختلف α_y رسم شده است. قله رسانندگی اسپینی در انرژی به اندازه گاف ابررسانایی، $\epsilon \sim \Delta_0$ ، قرار دارد. این موضوع نشان دهنده نقش تعیین کننده بازتاب آندریو در رسانندگی اسپینی است؛ زیرا همان‌طور که در شکل ۴ نشان داده شده است، بازتاب آندریو در انرژی $\epsilon \sim \Delta_0$ بیشترین مقدار خود را هم به لحاظ انرژی و هم به لحاظ عدم وجود تقارن آینه‌ای دارد. بنابراین می‌توان شارش جریان اسپینی در راستای موازی با فصل مشترک را دلیل جابه جایی زیرنوارهای اسپینی در نظر گرفت. همچنین، حضور زیرگاف غیرمستقیم نیز در اینجا قابل مشاهده است.

مراجع

1. L Šmejkal, et al, *Phys. Rev. X* **12** (2022) 031042.
2. L Šmejkal, et al, *Phys. Rev. X* **12** (2022) 040501.
3. I Mazin and P R X E The, *Phys. Rev. X* **12** (2022) 040002.
4. V Baltz, et al, *Rev. Mod. Phys.* **90** (2018) 015005.
5. E Y Tsymbal and I Zutic, "*Handbook of spin transport and magnetism*", Taylor & Francis (2011).
6. I Mazin, *Physics* **17** (2024) 4.
7. P Liu, et al, *Phys. Rev. X* **12** (2022) 021016.
8. H Reichlová, et al, *arXiv* (2020) 2012.15651.
9. H Reichlova, et al, *Nature Communications* **15** (2024) 4961.
10. Y Guo, et al, *Materials Today Physics* **32** (2023) 100991.
11. J Ding, et al, *Phys. Rev. Lett.* **133** (2024) 206401.
12. I I Mazin, et al, *Proceedings of the National Academy of Sciences* **118** (2021) e2108924118.

13. I I Mazin, *Phys. Rev. B* **107** (2023) L100418.
14. S Lee, *et al*, *Phys. Rev. Lett.* **132** (2024) 036702.
15. T Osumi, *et al*, *Phys. Rev. B* **109** (2024) 115102.
16. N N Orlova, *et al*, *JETP Letters* **120** (2024) 360.
17. A B Hellenes, *et al*, *arXiv* (2023) 2309.01607v3.
18. T Farajollahpour, *et al*, *arXiv* (2024) 2405.03779.
19. A A Hedayati and M Salehi, *Phys. Rev. B* **111** (2025) 035404.
20. B Brekke, *et al*, *Phys. Rev. Lett.* **133** (2024) 236703.
21. J A Ouassou, *et al*, *Phys. Rev. Lett.* **131** (2023) 076003.
22. S Das and A Soori, *Phys. Rev. B* **109** (2024) 245424.
23. K Maeda, *et al*, *Journal of the Physical Society of Japan* **93** (2024) 114703.
24. T Kokkeler, *et al*, *arXiv* (2024) 2412.10236v1.
25. P G deGennes, "Superconductivity of metals and alloys", Westview Press, (1966).
26. G E Blonder, *et al*, *Phys. Rev. B* **25** (1982) 4515.
27. M Salehi and G Rashedi, *Physica C: Superconductivity* **470** (2010) 703.
28. R Beiranvand and H Hamzehpour, *Scientific Reports* **10** (2020) 2009