Downloaded from ijpr.iut.ac.ir at 1:07 IRDT on Saturday September 21st 2019

مجلهٔ پژوهش فیزیک ایران

مجلهٔ پژوهش فیزیک ایران، جلد ۹، شمارهٔ ۱، بهار ۱۳۸۸

مقاله‌نامهٔ اولین کنفرانس ملی پیشرفتهای ابررسانایی، خرداد ۱۳۸۷

ابررسانایی در نانولوله‌های کربنی تک دیواره

حشمت اله یاوری

گروه فیزیک، دانشگاه اصفهان، خیابان هزار جریب، اصفهان

چکیده

نخست با استفاده از روش تابع گرین نشان می‌دهیم که برهم کنش مؤثر بین دو الکترون به واسطهٔ تبادل پلاسمون می‌تواند جاذب باشد که موجب ایجاد حالت ابررسانایی با دمای گذار بالا در نانو لوله‌های کربنی تک دیواره می‌گردد. دمای گذار به دست امده با در نظر گرفتن این سازوکار با نتایج تجربی در توافق است. همچنین نشان خواهیم داد که با افزایش شعاع نانولوله بسامد پلاسمون کاهش می‌یابد که منجر به کاهش دمای گذار می‌گردد.

واژه‌های کلیدی: تابع گرین، نانولولهٔ کربنی تک دیواره، تبادل پلاسمون، ابررسانایی

۱. مقدمه

نانولوله‌های کربنی به عنوان مواد کربنی نو ظهور که دارای خواص فیزیکی منحصر به فردی می‌باشند، نخستین بار توسط ای جی یاما در سال ۱۹۹۱کشف شدند [۱]. امکان ایجاد ابررسانایی در این دستگاهها براساس نظریهBCS (فونون واسطه‌ای) مورد بررسی قرار گرفت [۲و۳]. مقدار نظری که در مرجع [۲] برای دمای گذار نانو لوله‌های کربنی تک دیواره SWCNT(۵/۵)[۱] با قطر ۷ آنگستروم با در نظر گرفتن سازوکار فونون واسطه‌ای پیش‌بینی شده حدود $1/5\times10^{-4}$ کلوین بود. در حالی که مقدار تجربی دمای گذار به دست آمده برای این نانوله‌ها حدود ۱۵ کلوین است [۴]. بنابراین به نظر می‌رسد که سازوکار جدیدی مسئول ایجاد ابررسانای در این دستگاهها است.

سازوکار پلاسمون واسطه‌ای برای ایجاد ابررسانایی در ابررساناهای دمای بالا بیشتر مورد توجه محققین قرار گرفته است[۵]. امکان ایجاد ابررسانایی با دمای گذار بالا در سیمهای نازک و مواد آلی شبه یک بعدی براساس سازوکار پلاسمون صوتی نا میراحدود ۱۷ سال پیش از این پیش‌بینی شد [۶ و۷]. همچنین پلاسمونهای صوتی در سیمهای کوانتومی استوانه‌ای در مراجع [۸ و۹] مورد بررسی قرار گرفته‌اند.

پلاسمون صوتی، برانگیخته تشدیدی بین دو نوع حامل بار مختلف است [۱۰]. کوچک بودن شعاع نانولوله‌های تک دیواره موجب می‌شود تا فاصلهٔ ترازهای انرژی عرضی تک ذره بیشتر شود. یک الکترون با انرژی مشخصه E_m دارای تکانهٔ طولی $hk_n=\sqrt{2m\left(E_F-E_n\right)}$ می‌باشد که در آن m جرم الکترون و E_F انرژی فرمی می‌باشند. یک آشفتگی طولی با بردار موج q تکانه‌ای به اندازهٔ $\mathbf{h}q$ به هر الکترون منتقل خواهد کرد. فقط الکترونهای با تکانهٔ $\mathbf{h}q$ در نزدیکی سطح فرمی مؤثر تک بعدی که دارای تکانهٔ k_n با انرژی در محدوده $\frac{\mathbf{h}^2q}{m}\left(k_n+\frac{q}{2}\right)$ و $\frac{\mathbf{h}^2q}{m}\left(k_n-\frac{q}{2}\right)$ هستند، مجاز به گذار بین

۱. Singl Wall Carbon Nanotubes

Downloaded from ijpr.iut.ac.ir at 1:07 IRDT on Saturday September 21st 2019

ترازی می‌باشند. در حد $q << k_n - k_{n+1}$، اگر آشفتگی دارای بسامد $w \approx \frac{\hbar q k_n}{m}$ باشد، تمام الکترونهای با تکانه $\hbar q$ در محدوده سطح فرمی تک بعدی برانگیخته تشدیدی خواهند داشت. اگر $c^{(0)}(q,w)$ قطبش پذیری دستگاه باشد، حالت تشدید از رابطه $e(q,w)=1+4pc^{(0)}(q,w)$ که در آن $e(q,w)$ تابع دی الکتریک محیط است، به دست می‌آید. ارتعاش ذرات در ترازهای n و $n+1$ در n امین مد ارتعاشی منجر به تشکیل پلاسمونهای صوتی نامیرا می‌گردد. هر چه فاصلهٔ ترازهای انرژی عرضی زیادتر باشد، الکترونهای بیشتری در محدودهٔ سطح فرمی تک بعدی در برانگیخته‌های تشدیدی شرکت خواهند کرد و بسامد پلاسمون صوتی بیشتر خواهد شد. بنابر این SWCNT ها به عنوان یک دستگاه تک بعدی، نمایندهٔ خوبی برای مشاهدهٔ پلاسمونهای صوتی نامیرا می‌باشند.

به دلیل آنکه بسامد این پلاسمونها خیلی بیشتر از بسامد فونونی است و نامیرای لاندائو نیز می‌باشند، واسطهٔ خوبی برای ایجاد بر هم کنش جاذب بین الکترونها می‌باشند.

در این مقاله با استفاده از پاسخ خطی دستگاه به یک اغتشاش خارجی و روش تابع گرین نشان داده خواهد شد که وجود پلاسمونهای صوتی نا میرا موجب ایجاد حالت ابررسانایی در SWCNT ها می‌شوند. همچنین نشان می‌دهم که با افزایش شعاع نانولوله فاصلهٔ بین ترازهای انرژی کاهش می‌یابد که منجر به کاهش دمای گذار می‌شود.

۲. فرمول‌بندی مسئله

تابع دی الکتریک در بسامد معین از رابطهٔ زیر به دست می‌آید [۱۱]

$$\frac{1}{e(q,iw)}=1-\frac{U(q)}{V}\int_0^b dt\, e^{iwt}\left\langle T_t\, r(q,t)\, r(q,0)\right\rangle \qquad (۱)$$

که در آن T_t عملگر نظم زمان موهومی، $r(q)=\sum_{p,s} c^{+}_{p+q,s}\, c_{p,s}$ (c^{+} و c عملگرهای خلق و نابودی الکترونی می‌باشند) و پتانسیل کولنی استتار شده به صورت رابطهٔ زیر است

$$U(q)=\frac{2e^2}{l}K\left(\sqrt{2}\,r\,q\right) \qquad (۲)$$

که در آن l و r به ترتیب طول و شعاع نانولوله و $K(x)$ تابع بسل نوع دوم می‌باشند.

در تقریب RPA[۱] می‌توان نوشت [۱۱]

$$e_{RPA}(q,iw)=e-U(q)\Pi^{(1)}(q,iw) \qquad (۳)$$

که در آن

$$\Pi^{(1)}(q,iw_n)=\frac{2}{bl}\sum_{p,ip_n}\Im(p,ip_n)\Im(p+q,ip_n+iw_n) \qquad (۴)$$

که $w_n=\frac{(2n+1)p}{b}$ بسامد ماتسوبارای فرمیونی می‌باشد و $\Im$ تابع گرین دقیق دستگاه به صورت زیر داده می‌شود

$$\Im(p,ip_n)=\frac{1}{ip_n-e_p-\Sigma(p,ip_n)} \qquad (۵)$$

که Σ تابع خود انرژی دقیق دستگاه است.

بعد از انجام جمع روی بسامدهای ماتسوبارا خواهیم داشت

$$\Pi^{(1)}(q,iw_n)=-2\int\frac{d^d\mathbf{k}}{(2p)^d}\frac{n_F(e_{p+q})-n_F(e_k)}{iw-e_{q+k}+e_k-\Sigma(p,iw)} \qquad (۶)$$

که در آن d بعد دستگاه و $e_k=\frac{\hbar^2k^2}{2m}-m$ انرژی جنبشی نسبت به سطح فرمی و $n_F(x)=\frac{1}{1+e^{bx}}$ تابع توزیع فرمی دیراک می‌باشند.

در دمای صفر قسمتهای حقیقی و موهومی تابع دی الکتریک به صورت زیر نوشته می‌شوند

$$e_{RPA}(q,iw)=e_1(q,w)+ie_2(q,w) \qquad (۷)$$

$$e_1(q,w)=1+\frac{2K\left(\sqrt{2}\,r\,q\right)}{p\,r\,a_0}\sum\ln\left|\frac{s^2-u_n^{+2}}{s^2-u_n^{-2}}\right| \qquad (۸)$$

$$e_2(q,w)=\begin{cases}\dfrac{2K\left(\sqrt{2}\,r\,q\right)}{p\,q\,a_0} & u_n^{-}<s<u_m^{+}\\ 0 & \text{Á}\partial\ \ \text{Ù}\qquad \text{Ù}\ \ \partial\end{cases} \qquad (۹)$$

که در آن $s=\frac{w}{q}$، a_0 شعاع بوهر و

۱. Random Phase Approximation

Downloaded from ijpr.iut.ac.ir at 1:07 IRDT on Saturday September 21st 2019

$u_n^{\pm} = \left[2(E_F - E_n)/m\right]^{1/2} \pm \frac{\hbar q}{2m}$ می‌باشند. $E_n(k_z) = \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m} + E_n$ ویژه مقادیر الکترون در نانولولهٔ استوانه‌ای است که در جهت محور z ها آزاد است و در جهت عمود بر این محور دارای انرژی گسسته $E_n = \frac{\hbar^2 n^2}{2mr^2}$ که در آن n عدد صحیح است، می‌باشد.

از رابطهٔ (۸) مشاهده می‌شود که اگر $s \to u_n^{\pm}$ آنگاه $e_1 \to \pm\infty$، بنابراین نقطه‌ای وجود دارد که در آن $e_1 = 0$. همچنین با توجه به رابطهٔ (۸) وقتی s بین u_n^+ و u_n^- قرار گیرد، $e_2 \neq 0$ و مدها میرا می‌شوند ولی اگر s بین u_{n+1}^+ و u_n^- قرار گیرد، آنگاه $e_2 = 0$ و میرایی وجود ندارد. با افزایش q، محدودهٔ میرایی وسیعتر می‌شود و تمام پلاسمونهای صوتی میرا می‌شوند و لذا مقدار بیشینه‌ای برای q به صورت $q_{\max} = m(u_n - u_{n+1})/\hbar$ وجود خواهد داشت. شرط وجود مدهای نامیرا به صورت $\hbar q/m << u_n - u_{n+1}$ داده می‌شود و به این معنی است که دو و یا تعداد بیشتری از ترازهای انرژی عرضی زیر تراز انرژی فرمی با فاصلهٔ نسبتاً زیاد از هم وجود دارند که هر کدام از این ترازها تعداد زیادی از الکترونها با k_z مختلف را در بر دارند که منجر به ماهیت دسته جمعی مدها خواهد شد.

با جایگذاری شعاع نانولولهٔ آرمچر SWCNT(۳/۳) یعنی $r = 2/1A$ در رابطهٔ مربوط به انرژی مقادیر زیر به دست می آیند.

$E_0 = 0$، $E_1 = 0/858\text{eV}$، $E_2 = 3/43\text{eV}$، $E_3 = 7/72\text{eV}$. برای یک دستگاه یک بعدی اگر n_1 چگالی الکترونها بر واحد طول باشد انرژی فرمی از رابطهٔ $E_F = \frac{p^2\hbar^2}{8m} n_1$ به دست می‌آید. اگر تعداد N الکترون وجود داشته باشند، آنگاه $n_1 = \frac{N}{a}$ که برای SWCNT(۳و۳)، $a = 2/52A$ است. اگر دو الکترون در نظر بگیریم آنگاه $E_F = 5/88eV_1$ خواهد بود و به این معنی است که سه تراز انرژی زیر تراز انرژی فرمی وجود دارند. با صفر قرار دادن مقدار تابع دی الکتریک و استفاده از نمودار پاشندگی، بسامد پلاسمون $w_p = 3/9\times10^{15}$ هرتز به دست خواهد آمد که از بسامد فونونی خیلی بیشتر است.

حال به مسئلهٔ ایجاد ابررسانایی که نتیجه تبادل پلاسمونهای نا میرا بین الکترونها است، می‌پردازیم.

هامیلتونی دستگاه به صورت زیر نوشته می‌شود

$$H = H_1 + H_2 + H_3 \qquad (۱۰)$$

که در آن $H_1 = \sum_{k,s} E_k c_{k,s}^{+} c_{k,s}$ انرژی جنبشی الکترونها و

$$H_2 = -\frac{1}{2}\sum_{\substack{q,k_1\\k_2,s}} V_p c_{k_1+q,s_1}^{+} c_{k_2-q,s_2}^{+} c_{k_2,s_2} c_{k_1,s_1} \qquad (۱۱)$$

برهم کنش جاذبه الکترونی در اثر تبادل پلاسمون با پتانسیل به شکل زیر است

$$V_p = \begin{cases} \text{const} & -w_p \le w \le w_p \\ 0 & \text{Á ə Ù Ù Ý ə} \end{cases} \qquad (۱۲)$$

و

$$H_2 = \frac{1}{2}\sum_{\substack{q,k_1\\k_2,s}} V_c(q) c_{k_1+q,s_1}^{+} c_{k_2-q,s_2}^{+} c_{k_2,s_2} c_{k_1,s_1} \qquad (۱۳)$$

$$V_c(q) = \begin{cases} \dfrac{4p\,e^2 K\left(\sqrt{2}\,r\,q\right)}{e(q,0)} & \text{if} \quad E_{k_1}, E_{k_2} < E_F \\ 0 & \text{Á ə Ù Ù Ý ə} \end{cases} \qquad (۱۴)$$

$e(q,0)$ تابع دی الکتریک استاتیک است.

با استفاده از رابطهٔ مک میلان برای دمای گذار به حالت ابررسانایی[۱۲]

$$T_c = \frac{\langle w \rangle}{1/20}\exp\left\{\frac{-1/04(1+l)}{l - m^*(1+0/62l)}\right\} \qquad (۱۵)$$

که برای ابررساناهای با جفت شدگی قوی معتبر است و در آن $l = N(0)V$، $m^* = \dfrac{m}{1 + m\ln\left(E_F/\hbar w_p\right)}$، $m = \dfrac{N(0)}{l}\displaystyle\int_0^{2k_F} V(q)\frac{dq}{2k_F}$ و $N(0)$ چگالی حالتهای الکترونی در سطح فرمی است، می‌توان دمای گذار دستگاه را به دست آورد.

Downloaded from ijpr.iut.ac.ir at 1:07 IRDT on Saturday September 21st 2019

برای یک دستگاه یک بعدی $N(0)=\sqrt{\frac{ml^2}{2h^2p^2}}\frac{1}{E_F}$ می‌باشد. برای تعیین دمای گذار لازم است که پتانسیل برهم‌کنشی استتار شده بین الکترونی مشخص شود. فرض می‌کنیم که این پتانسیل در فاصله l یعنی فاصلهٔ برهم کنش موثر جاذب دو الکترون مقدار ثابت V_0 و در خارج این فاصله صفر باشد. اگر $\Delta << V_0$ آنگاه $V_0 l^2=\frac{p^2\mathbf{h}^2}{4m}$. همچنین انرژی تبادل به صورت $\Delta p v_F \approx \mathbf{h} w_p$ به دست می‌آید که در آن Δp تغییرات تکانهٔ الکترونی است.

برای (۳و۳)SWCNT با توجه به روابط فوق داریم $l=0/17$ و $m^*=0/036$. با قرار دادن این مقادیر در رابطهٔ (۱۵) مقدار $T_c=136K$ به دست می‌آید که تقریباً با نتیجهٔ تجربی در توافق است [۴].

برای (۵و۵)SWCNT با شعاع $3/39A$، فاصلهٔ بین ترازهای انرژی در مقایسه با فاصلهٔ ترازها در (۳و۳)SWCNT کمتر است. ترازهای انرژی در این نانولوله به صورت $E_0=0$، $E_1=0/329eV$، $E_2=1/32eV$، $E_3=2/96eV$ و $E_4=5/26eV$ می‌باشند. با توجه به $k_F=0/831\times10^{10}m^{-1}$ [۲]، مقدار انرژی فرمی $E_F=2/61eV$ به دست می‌آید. لذا سه تا از ترازهای انرژی زیر تراز فرمی قرار دارند. با استفاده از این پارامترها و رابطهٔ مربوط به $e(q,w)$ و رابطهٔ پاشندگی، برای این نانو لوله به دست می‌آوریم $w_p=1/5\times10^{15}Hz$ و آنگاه داریم $l=0/148$ و $m^*=0/036$. در نتیجه با استفاده از رابطهٔ (۱۵) به دست می آوریم $T_c=9K$ که در مقایسه با دمای گذار به دست آمده برای نانولولهٔ (۳و۳)SWCNT یعنی $T_c=136K$ خیلی کوچکتر است. در واقع همچنانکه شعاع افزایش می‌یابد، فاصلهٔ ترازهای انرژی و در نتیجه w_p کاهش می‌یابند که منجر به کاهش دمای گذار می‌شود، که با نتیجه به دست آمده در مرجع[۳] در توافق است.

۳. نتیجه‌گیری

سازوکار جدیدی که همان ایجاد بر هم کنش جاذب الکترون-الکترون به واسطهٔ پلاسمون است موردبررسی قرار گرفت. این سازوکار در نانولوله‌های کربنی تک دیواره منجر به ایجاد حالت ابررسانایی با دمای گذار بالا در مقایسه با سازوکار معمول فونونی می‌شود. کوچک بودن شعاع نانولوله منجر به افزایش فاصلهٔ بین ترازهای انرژی شده که این نیز باعث افزایش بسامد پلاسمون و در نتیجه افزایش دمای گذار می‌شود.

مراجع

1. S Iijima, *Natur* **354** (1991) 56.
2. Y Huang, M Okada, K Tanaka, T Yamabe, *Phys. Rev*. B **53** (1996) 5129.
3. L X Benedict, V H Crespi, S G Louie, M L Cohen, *Phys. Rev*. B **52** (1995) 14935.
4. Z K Tang, L Y Zhang, N Wang, X X Zhang, G H Wen, G D Li, J N Wang, C T Chan, P Sheng, *Science*, **292** (2001) 2462.
5. A V Semenov, *Physica* B **284** (2000) 439.
6. Y C Lee, B S Mendoza, *Phys. Rev*. B **39** (1989) 4776.
7. Z M Sheng, Y G Gong, W P Zhang, *J Hangzhou Univ*. **18** (1991) 402.
8. M F Lin and D S Chuu, K W K Shung, *Phys. Rev*. B **56** (1997) 1430.
9. M F Lin, F L Shyu, *Physica* B **292** (2000) 117.
10. J Ruvalds, *Adv. Phys*. **30** (1981) 677.
11. G D Mahan, *Many-Particle Physics*, Second ed, Plenum Press, NY (1990).
12. W L McMillan, *Phys. Rev*. **167** (1968) 331.