پژوهشگاه دانش‌های بنیادی

شماره مقاله : ۸۵

مقاله‌نامه بیست و سومین کنفرانس بهاره فیزیک (۳۰-۲۹ اردیبهشت ۱۳۹۵)

مطالعه رسانندگی اهمی و هال با استفاده از نظریه ریسمان

کاظم بی تقصیر فدافن [۱]، سید محمد رضا میرعباسی [۲]

[۱و۲] دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شاهرود

چکیده

به تازگی کاربرد نظریه ریسمان در فیزیک ماده چگال بسیار مورد توجه قرار گرفته است. در این مقاله با استفاده از نظریه ریسمان رابطه رسانندگی در مدل درود مطالعه شده است. ابتدا روابط رسانندگی در این مدل مرور می شوند و سپس کنش غشاء D_7 در پس زمینه D_3 بررسی می شود. با در نظرگرفتن میدان پیمانه ای در فضای حجم، میدان الکتریکی و مغناطیسی روی غشاء D_7 روشن خواهد شد این میدانها باعث حرکت حامل های بار شده و جریان J را پدید می آورند. در حدی که جرم حامل های بار سنگین باشد روابط حاصل از نظریه ریسمان همان نتیجه رسانندگی مدل درود را تولید می کنند.

پاسخ محیط رسانا به میدانهای خارجی اعمال شده با تانسور رسانندگی σ_{ij} داده می شود :

$$J_i = \sigma_{ij} E_j$$

که E_j میدانهای خارجی اعمال شده و J_i جریانهای القایی در محیط هستند. عناصر غیرقطری σ_{ij} توسط میدان مغناطیسی B ایجاد می شود. جریان القایی بر هر دو میدان E و B عمود است که به عنوان اثر هال شناخته می شود . اگر میدان الکتریکی را در جهت x و B را در جهت z عمود بر صفحه xy انتخاب می کنیم. مؤلفه های تانسور رسانندگی عبارتند از رسانندگی اهمی σ_{xx} و رسانندگی هال σ_{xy} ، بنا به [۱,۲,۳] دارای خاصیت زیر هستند :

$$\sigma_{xy} = -\sigma_{yx} \qquad \sigma_{xx} = \sigma_{yy}$$

قانون دوم نیوتن برای حامل های بار در حضور میدانهای E و B به صورت زیر خواهد بود :

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \vec{E} + \vec{v} \times \vec{B} - \mu\vec{p} \qquad (۱)$$

که بار ذره برابر $+1$ و μ ضریب اصطکاک است. $\vec{p} = M\vec{v}$ اندازه حرکت ذره به جرم M می باشد. در حالت پایدار و با توجه به $J_x = \sigma_{xx} E_x$ و $J_y = \sigma_{yx} E_x$ ، رسانندگی اهمی و هال به صورت زیر بدست می آیند :

$$\sigma_{xx} = \frac{\sigma_0}{(B/\mu M)^2 + 1} \qquad \sigma_{xy} = \frac{\sigma_0 (B/\mu M)}{(B/\mu M)^2 + 1} \qquad (۲)$$

$\sigma_0 = {}^{\rho}/_{\mu M}$ رسانندگی در حالت $B = 0$ می باشد، که همان شکل رسانندگی مدل درود (Drude) در فلزات، برای الکترونها است. در مدل درود رسانای الکتریکی به‌عنوان کریستال یونی مورد توجه قرار می‌گیرد که در آن الکترون‌ها آزادانه می‌توانند حرکت کنند. بدین ترتیب علت رسانایی نیز، الکترون‌هایی هستند که گاز الکترونی را می‌سازند.

نظریه مؤثر ریسمان در زمینه $AdS_5 \times S^5$ با نظریه ابرتقارن $N = 4$ یانگ میلز با تقارن پیمانه ای $SU(N_c)$ در حد N_c های بزرگ و ثابت جفت شدگی قوی توفت $\lambda = g_{YM} N_c^2$ معادل است. این تناظر را با نام AdS/CFT می شناسیم منشأ این تناظر بر اساس معرفی D_3 غشاء ها در نظریه ریسمان می باشد[۱,۲]. برای معرفی کوارکها، تعداد N_f ، D_7 غشاء در نظر می گیریم که تعداد آنها بسیار کمتر از تعداد N_c ، D_3 غشاء می باشد. در هولوگرافی، یک

مقاله‌نامه بیست و سومین کنفرانس بهاره فیزیک (۳۰-۲۹ اردیبهشت ۱۳۹۵)

نظریه میدان با تقارن جهانی با ناوردایی پیمانه ای در نظریه گرانش دوگان خواهد بود. به بیان دیگر یک چگالی متناهی باریونی ρ برای $U(1)_B$ جریان J^μ دوگان یک ساختار غیر بدیهی در سمت گرانش برای میدان پیمانه ای $U(1)_B$ روی جهان حجم D_7 غشاء می باشد. می توان مدلی از فلز پیشنهاد داد که این چگالی متناهی میدانهای ابر چند تایی (باریونی) رفتاری شبیه به چگالی متناهی الکترون (حامل های بار) در فلز دارند. بنابراین چگالی بار ثابت ρ $U(1)_B$ داریم که به طور یکنواخت در تمام فضا توزیع شده است. با معرفی میدان خارجی غیر دینامیکی جفت شده با باریونها، انتظار داریم حامل های بار در جهت میدان اعمال شده حرکت کنند. با توجه به مقاومت محیط، در نظریه ابر تقارن $N = 4$ یانگ ـ میلز، حامل های بار شتاب نخواهند گرفت و به حالت پایدار می رسند. اگر میدان E در جهت x باشد انتظار می رود یک جریان غیر صفر ثابت J_x داشته باشیم که می توان رسانندگی را بوسیله σE $J_x =$ تعریف کرد [۳,٤,٥] . در این مقاله نشان خواهیم داد رسانندگی در حد جرم های سنگین مطابق با رابطه رسانندگی مدل درود است. همچنین با اضافه کردن میدان B می توان به روابط رسانندگی اهمی و هال رسید. با توجه به [۳] متریک پس زمینه عبارتست از:

$$ds^2 = \frac{dz^2}{z^2} - \frac{1}{z^2}\,\frac{\left(1- z^4/z_H^4\right)^2}{1+ z^4/z_H^4}\,dt^2 + \frac{1}{z^2}\left(1+ z^4/z_H^4\right) d\vec{x}^2 \qquad (۳)$$

t مختصه زمان، z بعد هولوگرام و **x** مختصات فضایی هستند. مرز در $z = 0$ و افق سیاهچاله شوارتزشیلد در $z = z_H$ قرار دارد و $z_H^{-1} = \pi/\sqrt{2}\,T$ می باشد. غشاء D_7 با یک کنش خاص داده می شود که با عنوان کنش DBI[۱] شناخته می شود :

$$S_{D7} = - N_f T_{D7} \int d^8\xi \sqrt{- \det\left(g_{ab}+ (2\pi\acute{\alpha})\, F_{ab}\right)} \qquad (٤)$$

T_{D7} تنش غشاء D_7 ، ξ مختصات جهان حجم آن، g_{ab} متریک القایی روی جهان حجم غشاء D_7 ، F_{ab} تانسور شدت میدان $U(1)$ جهان حجم ، $\acute{\alpha}^{-2} = \lambda$ و a و b اندیس های جهان حجم هستند.

در نظریه میدان چگالی ρ ، میدانهای خارجی E و B و در نتیجه جریانهای القایی J_x و J_y را داریم. بنابراین مؤلفه های میدان پیمانه ای جهان حجم القایی، علاوه بر $A_t(z)$ و $A_z = 0$ به صورت زیر خواهد بود :

$$A_x(z,t) = - Et + f_x(z) \qquad A_y(z,x) = Bx + f_y(z) \qquad (٥)$$

با بررسی کنش DBI در (٤) و جایگذاری های (٥) برای محاسبه آن می توان روابط رسانندگی را به دست آورد. در این مقاله از ذکر جزئیات خودداری شده و فقط نتیجه نهایی محاسبه [۳, ٦] را می آوریم :

$$\sigma_{xx} = \sqrt{\frac{N_f^2 N_c^2 T^2}{16\pi^2}\,\frac{\mathcal{F}^{3/2}}{b^2+\mathcal{F}}\cos^6\theta + \frac{d^2\mathcal{F}}{\left(b^2+\mathcal{F}\right)^2}} \qquad \sigma_{xy} = \frac{db}{b^2+\mathcal{F}} \qquad (٦)$$

$$d = \frac{\rho}{\frac{\pi}{2}\sqrt{\lambda}T^2} \qquad e = \frac{E}{\frac{\pi}{2}\sqrt{\lambda}T^2} \qquad b = \frac{B}{\frac{\pi}{2}\sqrt{\lambda}T^2} \qquad (٧)$$

$$\mathcal{F}(e,b) = {}^1\!/_2\left(1 + e^2 - b^2 + \sqrt{\left(e^2 - b^2\right)^2 + 2\left(e^2 + b^2\right) + 1}\right) \qquad (٨)$$

جرم حامل های بار ارتباط مستقیم با $\cos\theta$ دارد [۳,٤] . اگر حامل های بار خیلی سنگین باشند $\cos\theta \approx 0$ است پس :

[۱] Dirac- Born-Infeld

$$\sigma_{xx}=\frac{d}{b^2+1} \qquad \sigma_{xy}=\frac{db}{b^2+1} \qquad (۹)$$

در ادامه نشان خواهیم داد، حد $M\to\infty$ منجر به $\mu M=\frac{\pi}{2}\sqrt{\lambda}\,T^2$ (رابطه ۱۳) می شود، که در نهایت به همان روابط (۲) می رسیم . برای اثبات، وضعیت ساده ای را در نظر می گیریم که میدان مغناطیسی صفر باشد. با توجه به (٦) در حد جرم های سنگین رابطه رسانندگی ساده تر می شود :

$$\sigma=\sqrt{\frac{d^2}{e^2+1}} \qquad (۱۰)$$

ذره سنگینی به جرم M را در نظر می گیریم که در محیط با سرعت ثابت v حرکت می کند، با توجه به معادله (۱) $\frac{dp}{dt}=0$ باید بر قرار باشد، در نتیجه $\mu p=E$ است. با استفاده از رابطه ای نسبیتی بین جرم و اندازه حرکت :

$$\mu M\,\frac{v}{\sqrt{1-v^2}}=E \qquad (۱۱)$$

که M جرم جنبشی می باشد، برای محاسبه (نیروی کششی) μM ، لازم است که v را از معادله فوق بدست آوریم . درحد جرم های سنگین تولید زوج نداریم، پس می توان چگالی جریان را به صورت $J_x=\rho v$ به چگالی حامل های بار و سرعت آنها نسبت داد، از طرفی $J_x=\sigma E$ بنابراین :

$$v=\frac{\sigma E}{\rho} \qquad (۱۲)$$

که به سادگی می توان دریافت که :

$$\mu M=\frac{E}{e}=\frac{\pi}{2}\sqrt{\lambda}\,T^2 \qquad (۱۳)$$

در حد e کوچک (میدان ضعیف) از (۱۰) به نتیجه زیر می رسیم :

$$\sigma=d=\frac{\rho}{\frac{\pi}{2}\sqrt{\lambda}\,T^2} \qquad \to \qquad \sigma=\frac{\rho}{\mu M} \qquad (۱٤)$$

که دقیقاً با شکل σ مدل درود (Drude) در فلزات ، برای الکترونها منطبق است . بنابراین دریافتیم این مدل ، در یک میدان ضعیف، رفتاری بسیار شبیه به مدل درود در فلزات دارد . این تشابه نشان می دهد که اثرات غیر خطی در e را در شکل های رفتار شبه نسبیتی شبه ذرات ذکر شده در معادله (۱۱) می توان بیان کرد. به همین شیوه می توان وضعیت $B\neq 0$ را نیز بررسی کرد و رابطه (۱۳) را بدست آورد[۳] ، که در روابط (۹) از آن استفاده می کنیم.

نتیجه گیری

در این مقاله به کاربردهای اخیر نظریه ریسمان در فیزیک ماده چگال پرداخته شده است. به عنوان مثال مطالعه رسانندگی اهمی و هال را در مدل درود بررسی نموده ایم. با استفاده از نظریه ریسمان و در نظر گرفتن ساختاری گرانشی از D غشاء ها مدلی برای محاسبه رسانندگی معرفی شد. نشان داده شد که در حد جرم های سنگین رابطه رسانندگی ساده می شود و در حالت پایدار همان نتیجه رسانندگی در مدل درود به دست می آید.

مرجع ها

1. Sean A. Hartnoll, “Lectures on holographic methods for condensed matter physics” *Class.Quant.Grav*.**26:224002**,2009 [arXiv:0903.3246v3 [hep-th] 17 Jan 2010]
2. John McGreevy, “Holographic duality with a view toward many-body physics” *Adv.High Energy Phys.***2010:723105**,2010 [arXiv:0909.0518v3 [hep-th] 8 May 2010]
3. Andy O’Bannon, “Hall Conductivity of Flavor Fields from AdS/CFT” *Phys.Rev.***D76:086007**,2007 [arXiv:0708.1994v1 [hep-th] 15 Aug 2007]
4. Andreas Karch and Andy O’Bannon,”Metallic AdS/CFT” *JHEP* **0709:024**,2007 [arXiv:0705.3870v2 [hep-th] 10 Sep 2007]
5. Kazem Bitaghsir Fadafan, “Strange metals at finite ’t Hooft coupling” *Eur.Phys.J.* **C73** (2013) **no.1, 2281** [arXiv:1208.1855v1 [hep-th] 9 Aug 2012]
6. M. Ali-Akbari and K. Bitaghsir Fadafan, “Conductivity at finite ’t Hooft coupling from AdS/CFT” *Nucl.Phys.* **B844** (2011) **397-408** [arXiv:1008.2430v1 [hep-th] 14 Aug 2010]