

کاتالیز مغناطیسی در یک نظریه هولوگرافی محبوس

لیلا شاه کرمی

دانشکده فیزیک، دانشگاه دامغان، دامغان

پست الکترونیکی: l.shahkarami@du.ac.ir

(دریافت مقاله: ۱۳۹۸/۰۷/۷؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۳۹۹/۰۴/۲۲)

چکیده

در این مقاله ناپایداری نظریه پیمانهای شبه محبوس $(D^3+D(-1))$ را در اثر اعمال همزمان میدان الکتریکی و مغناطیسی ثابت مورد بررسی قرار می‌دهیم. طبق دوگانگی پیمانهای- گرانشی، نرخ واپاشی ناشی از میدانهای خارجی را می‌توان با استفاده از قسمت موهومی کنش DBI محاسبه کرد. به علت محبوس بودن کوآرکها در نظریه تحت مطالعه، نرخ واپاشی کوآرکها حتی کوآرکهای بدون جرم، تنها به ازای میدان الکتریکی بزرگتر از یک مقدار آستانه که همان میدان الکتریکی بحرانی نظریه است، غیر صفر است. همچنین مشاهده می‌کنیم که اعمال همزمان یک میدان مغناطیسی ثابت هم راستا با (در راستای عمود بر) میدان الکتریکی، نرخ واپاشی را افزایش (کاهش) می‌دهد. از طرفی، تابعیت میدان الکتریکی بحرانی از میدان مغناطیسی، نشان دهنده کاتالیز مغناطیسی است؛ یعنی اعمال میدان مغناطیسی مقدار میدان الکتریکی بحرانی را، که بالای آن اثر شوئینگر رخ می‌دهد، افزایش می‌دهد.

واژه‌های کلیدی: دوگانگی AdS/CFT، پیچیدگی کوانتومی، سیاه چاله

۱. مقدمه

می‌دهد و به اثر شوئینگر مشهور است؛ زیرا نخستین بار توسط شوئینگر در چارچوب نظریه میدان QED به شکل کامل فرمول‌بندی شد [۱]. در مقاله [۱] پدیده تولید زوج ذره- پادذره با فرض جفت‌شدگی ضعیف و میدان الکتریکی ضعیف محاسبه شد و سپس نتیجه محاسبات به حالت جفت‌شدگی دلخواه تعمیم داده شد [۲]. با این که در ابتدا این اثر در مورد QED مطرح شد، ولی در ادامه به نظریات پیمانهای غیر آبلی مانند QCD گسترش داده شد. در واقع از آنجا که کوآرک و پادکوآرک بار الکتریکی دارند، میدان الکتریکی اصولاً می‌تواند منجر به

بررسی تأثیر میدانهای خارجی بر رفتار نظریه‌های میدان یکی از مسائل مهم فیزیک به شمار می‌رود. طبق نظریه الکترودینامیک کوانتومی (QED)، خلأ نمی‌تواند کاملاً تهی در نظر گرفته شود، بلکه تحت اثر اعمال میدان الکتریکی، زوج‌های الکترون- پوزیترون مجازی انرژی دریافت کرده و در صورتی که این انرژی از انرژی آستانه مورد نیاز برای تولید زوج بیشتر باشد، به یک زوج حقیقی تبدیل می‌شوند. این یکی از جالب‌ترین پدیده‌هایی است که در حضور میدان الکتریکی رخ

[۱۱] به مطالعه ناپایداری ناشی از اعمال میدان‌های خارجی پرداخته شده است. این بررسی‌ها نشان می‌دهند که اعمال ناگهانی یک میدان الکتریکی (و مغناطیسی) به یک نظریه پیمانه‌ای غیر محبوس منجر به ناپایداری حالت آن می‌شود [۱۲] و [۱۳] که به معنی تولید زوج و واپاشی حالت دستگاہ است. همچنین ناپایداری یک دسته از نظریه‌های پیمانه‌ای محبوس تحت اثر میدان الکترومغناطیسی در [۱۴] مورد مطالعه قرار گرفته است. در این مقاله در مورد تأثیر اعمال میدان مغناطیسی در راستاهای عمود و موازی با میدان الکتریکی صحبت شده است و به رفتار جهانی^۲ این مدل‌ها در پاسخ به میدان الکترومغناطیسی پی برده شده است.

این مقاله تأیید کننده این مطلب است که برای این که کوآرک و پادکوآرک در نظریه‌های محبوس بتوانند از قید یکدیگر رها شوند، باید نیروی ناشی از میدان الکتریکی بتواند بر نیروی محبوس‌کنندگی^۳ بین آنها غالب شود. پس حتی برای جدا شدن و خلق کوآرک و پادکوآرک بدون جرم نیز به یک میدان الکتریکی آستانه غیر صفر نیاز است. در واقع باید بزرگی میدان الکتریکی به یک مقدار آستانه برسد تا دستگاہ ناپایدار شده و اثر شوئینگر آغاز شود. همچنین مشخص شده است که افزایش یا کاهش نرخ تولید زوج به راستای اعمال میدان مغناطیسی نسبت به میدان الکتریکی وابسته است.

با وجود مطالعات گسترده‌ای که توسط روش هولوگرافی در زمینه اثر میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی بر ناپایداری و تولید زوج در نظریه‌های میدان (دارای دوگان گرانشی) صورت گرفته است، هنوز جنبه‌های ناشناخته بسیاری در این مسئله وجود دارد. در این مقاله قصد داریم ناپایداری نظریه $(D^3+D(-1))$ در اثر اعمال ناگهانی میدان الکترومغناطیسی خارجی را مورد مطالعه قرار دهیم. مطالعات انجام شده با استفاده از دوگانگی پیمانه‌ای-گرانشی نشان می‌دهند که این نظریه شامل کوآرک‌های محبوس و گلوئون‌های غیرمحبوس است [۱۵]. از این رو در این نظریه، شبه محبوس^۴ نامیده می‌شود. در این نظریه

تولید زوج کوآرک-پادکوآرک شود که مطالعه آن می‌تواند نقش بسیار روشن کننده‌ای در سیر مطالعاتی نظریه‌ای همانند QCD با ویژگی محبوس‌شدگی^۱ داشته باشد.

به طور کلی مطالعه اثر شوئینگر هم از لحاظ نظری و هم تجربی بسیار مهم است. این اثر یک پدیده غیر اختلالی است و تحول زمانی دستگاہ در آن یک فرایند غیرتعادلی است که هر دوی این ویژگی‌ها به بخش کمتر شناخته شده نظریه‌های میدان کوآتومی مربوط می‌شوند. از نظر تجربی نیز در پدیده‌های بسیار مهم با این اثر مواجه می‌شویم. به عنوان مثال در برخورد یون‌های سنگین در RHIC و LHC میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی قوی ایجاد شده و دستگاہ تحت تأثیر آنها قرار می‌گیرد (به عنوان نمونه به [۳-۵] مراجعه کنید).

ویژگی‌های خاص اثر شوئینگر که به آنها اشاره شد و همچنین وجود یک سری ویژگی‌های مشابه با نظریه ریسمان [۶ و ۷]، افراد را به مطالعه این پدیده از طریق تناظر AdS/CFT [۸] علاقه‌مند کرد. تناظر AdS/CFT و تعمیم‌های آن یک ابزار بسیار مناسب برای توصیف دستگاہ‌های با جفت‌شدگی قوی همانند QCD، حداقل به صورت کیفی، فراهم می‌آورند؛ جایی که روش‌های اختلالی کارآمدی معمول خود را از دست می‌دهند. روش هولوگرافی برای بررسی جنبه‌های مختلف اثر میدان‌های خارجی و نیز در مدل‌های مختلف استفاده شده و نتایج جالب توجهی از این مطالعات حاصل شده است (به عنوان نمونه به [۹-۱۱] مراجعه کنید). از آن جمله می‌توان به وجود دو میدان الکتریکی بحرانی اشاره کرد. میدان بحرانی E_s میدانی است که بالاتر از آن، جفت‌ها (با توجه به مقدار جرمشان) بدون هیچ مانعی تولید می‌شوند و میدان بحرانی E_c (که $E_s < E_c$) میدانی است که پایین‌تر از آن، حتی زوج‌های با جرم صفر نیز نمی‌توانند تولید شوند. E_s فقط برای نظریه‌های محبوس وجود دارد و مقدار آن برای نظریه‌های غیر محبوس صفر است.

در یک دسته از مطالعات انجام شده در زمینه اثر شوئینگر هولوگرافیک [۱۲-۱۴]، به شیوه‌ای متفاوت از مقاله‌های [۹-۹]

۲. Universal

۳. Confining force

۴. Quasi-confining

۱. Confinement

۲. کنش DBI برای یک شامه DV در مدل اینستتون

در این قسمت ابتدا مدل مورد بحث که در [۱۵] معرفی و مطالعه شده است را بیان می‌کنیم. سپس یک شامه DV با یک میدان پیمانهای را در توده غوطه‌ور کرده و مروری بر محاسبه کنش DBI برای آن ارائه می‌کنیم. این محاسبه در عدم حضور میدان خارجی در [۲۰] و در حضور میدان الکتریکی در [۱۷] و [۱۸] آمده است.

مدل مورد مطالعه در این مقاله، هندسه نزدیک افق نظریه $(D^3+D(-1))$ است که حل یک کنش ابرگرانش 10 بعدی به شکل زیر است:

$$S = \frac{1}{\kappa} \int d^4x \sqrt{g} \left(R - \frac{1}{2} (\partial\phi)^2 + \frac{1}{2} e^{\alpha\phi} (\partial\chi)^2 - \frac{1}{\epsilon} F_{(d)}^2 \right), \quad (1)$$

که در چارچوب اینشتین نوشته شده است. در این کنش ϕ و x به ترتیب میدان دیلتون و اکسیون و $F_{(d)}$ شدت میدان پنج‌فرمی هستند. با انتخاب $\chi = -e^{-\phi} + \chi_0$ میدان‌های دیلتون و اکسیون یکدیگر را خنثی می‌کنند و در نهایت به حل زیر در چارچوب ریسمان می‌رسیم:

$$ds_{10}^2 = e^{\phi/2} \left[\frac{r^2}{R^2} (-dt^2 + d\vec{x}^2) + \frac{R^2}{r^2} dr^2 + R^2 d\Omega_5^2 \right], \quad (2)$$

در این متریک $e^{\phi} = 1 + \frac{q}{r^4}$ شعاع انحنای فضای AdS و q چگالی اینستتون را نشان می‌دهد. کمیت متناظر با q در طرف نظریه پیمانهای، چگاله گلوئون^۵ است. در این متریک، مرز در $r \rightarrow \infty$ واقع شده و دمای نظریه پیمانهای متناظر، صفر است. متریک قسمت S^5 را می‌توان به صورت $d\Omega_5^2 = d\varphi^2 + \cos^2\varphi d\Omega_4^2 + \sin^2\varphi d\psi^2$ نوشت.

طبق مطالعات انجام شده با استفاده از دوگانی گرانشی-پیمانهای، این نظریه یک نظریه شبه‌محبوس است یعنی شامل کوارک‌های محبوس و گلوئون‌های غیرمحبوس است [۱۵] و می‌تواند به عنوان نمونه‌ای از مدل‌های هولوگرافی محبوس، دربرگیرنده مطالب آموزنده‌ای در مورد QCD و به طور ویژه محبوس‌شدگی آن باشد.

پتانسیل برهم‌کنش کوارک-پادکوارک در فواصل بزرگ رفتار خطی افزایشی (با شیب مثبت) دارد که نشان دهنده محبوس‌شدگی کوارک‌ها است [۱۶]. شبه محبوس بودن این مدل، آن را از نظریه‌های انتخاب شده در [۱۴] متمایز کرده و ما را بر آن می‌دارد که رفتار آن را مطالعه کرده و با نتایج به دست آمده برای نظریه‌های محبوس مقایسه کنیم. تفاوت دیگر مدل حاضر با مدل‌های هولوگرافی بررسی شده در [۱۴] این است که بر خلاف این که ویژگی محبوس‌شدگی این مدل‌ها از وجود یک دیوار IR^۱ در توده^۲ ناشی می‌شود، در مدل ما این ویژگی از بار اینستتونی ناشی می‌شود. تأثیر میدان الکتریکی خارجی بر این نظریه و رفتار بحرانی آن در گذشته مورد مطالعه قرار گرفته است [۱۷-۱۹].

در مقاله حاضر، به منظور تحقیق ناپایداری این نظریه در اثر اعمال ناگهانی میدان خارجی، از روش محاسبه [۱۲-۱۴] استفاده کرده و قسمت موهومی لاگرانژی مؤثر نظریه را محاسبه می‌کنیم. این کمیت نشان دهنده نرخ واپاشی دستگاه است. برای این منظور کافی است قسمت موهومی کنش DBI مؤثر در حضور یک میدان الکتریکی را برای شامه^۳ DV غوطه‌ور^۴ در توده به دست آوریم. طبق دوگانی پیمانهای-گرانشی، این کمیت متناظر با لاگرانژی مؤثر نظریه پیمانهای است. از طریق این محاسبات قادر خواهیم بود اثر میدان مغناطیسی بر ناپایداری دستگاه و همچنین بر مقدار میدان الکتریکی بحرانی را با توجه به راستای اعمال آن مورد مطالعه قرار دهیم.

در قسمت بعد کنش DBI را در مدل مورد مطالعه به دست آورده و نمونه‌هایی از حل‌های شامه DV^۵ پیش از اعمال میدان‌های خارجی یعنی حل‌های پس‌زمینه را ارائه می‌دهیم. در بخش^۳ نرخ واپاشی ناشی از اعمال میدان‌های خارجی را محاسبه می‌کنیم. سپس نتایج این محاسبه در بخش^۴ ارائه می‌شود. در پایان به ارائه خلاصه و جمع‌بندی نتایج مقاله می‌پردازیم.

۱. IR wall

۲. Bulk

۳. Brane

۴. Embedded

۵. Gluon condensate

۱.۲. غوطه‌ور کردن شامه DV در توده

حال به توضیح غوطه‌وری یک شامه DV در توده می‌پردازیم. کنش DBI که توصیف کننده رفتار یک شامه DV به همراه یک شدت میدان روی آن است، به شکل زیر نوشته می‌شود:

$$S_{DV} = -\tau_V \int d^4 \xi e^{-\phi} \sqrt{-\det(g + \tau_V \alpha' F)}, \quad (۳)$$

که در آن تنش شامه DV، τ_V متریک القایی روی شامه و F شدت میدان روی آن است. در مقاله [۲۰] با یک انتخاب مناسب برای مختصات شامه، نشان داده شده است که جمله چرن-سایمونز تنها یک مشتق کامل ایجاد می‌کند. پس این جمله در معادله شامه ظاهر نشده و هیچ نقشی در پاسخ‌های شامه ندارد. به همین دلیل این جمله در کنش بالا نوشته نشده است.

به منظور به دست آوردن غوطه‌وری شامه، مناسب است متریک توده را به شکل زیر بنویسیم:

$$ds^2 = e^{\phi/2} \left[\frac{r^2}{R^2} (-dt^2 + d\vec{x}^2) + \frac{R^2}{r^2} (d\rho^2 + \rho^2 d\Omega_r^2 + dw^2 + w^2 d\psi^2) \right], \quad (۴)$$

که در آن $r^2 = \rho^2 + w^2$. حال باید متریک القایی روی شامه را به دست آوریم. اگر فرض کنیم شامه DV در امتداد جهات t ، \vec{x} ، ρ و Ω_r قرار گرفته است، آنگاه شکل شامه توسط تابعیت مختصات w و ψ از مختصه p تعیین می‌شود. با استفاده از تقارن برای سادگی فرض می‌کنیم $\psi = 0$ ، بنابراین فقط کافی است $w(\rho)$ تعیین شود. با اعمال این شرایط به متریک (۴)، متریک القایی روی شامه به صورت زیر حاصل می‌شود:

$$ds_{DV}^2 = e^{\phi/2} \left\{ \frac{r^2}{R^2} (-dt^2 + d\vec{x}^2) + \frac{R^2}{r^2} [(1 + w'^2) d\rho^2 + \rho^2 d\Omega_r^2] \right\}, \quad (۵)$$

فرض کنیم یک میدان الکتریکی ایستای E در یکی از راستاهای نظریه میدان روشن شده است. همچنین یک میدان مغناطیسی ایستای B در نظر می‌گیریم که می‌تواند در راستای موازی با میدان الکتریکی ($B_{||}$) یا در راستای عمود بر آن (B_{\perp}) باشد. در صورتی که بخواهیم پاسخ کامل مسئله به میدان‌های خارجی

اعمال شده را بررسی کنیم و انواع غوطه‌وری‌های ممکن برای شامه را به دست آوریم، باید یک میدان پیمانه‌ای غیر بدیهی روی شامه معرفی کنیم که رفتار نزدیک مرز آن میدان الکتریکی E به همراه جریان الکتریکی j که پاسخ نظریه میدان است را در اختیار می‌گذارد. معادله حرکت این میدان غیربدیهی با معادله حرکت $w(\rho)$ به صورت جفت شده خواهد بود. در نتیجه، غوطه‌وری شامه که توسط $w(\rho)$ تعیین می‌شود، به مقدار j و تحول میدان پیمانه‌ای وابسته خواهد بود. برای مشاهده نتایج این محاسبات به [۱۸] مراجعه کنید.

در این مقاله هدف ما بررسی ناپایداری ایجاد شده ناشی از اعمال ناگهانی یک میدان الکتریکی و مغناطیسی ایستا است. بنابراین نیاز نیست پاسخ نظریه به میدان‌های اعمال شده را در نظر بگیریم. به همین دلیل j را برابر صفر و $w(\rho)$ را همان پاسخ معادله غوطه‌وری پیش از اعمال میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی قرار می‌دهیم. این مقادیر را در کنش (۳) جایگذاری کرده و به این ترتیب کنش مؤثر DBI در حضور میدان‌های خارجی به دست می‌آید. با استفاده از تناظر AdS/CFT این کنش نقش لاگرانژی مؤثر نظریه میدان را ایفا می‌کند. مطالعه رفتار این لاگرانژی می‌تواند ناپایداری ناشی از میدان‌های خارجی را آشکار کند. این محاسبات که موضوع اصلی این مقاله است، در بخش ۳ و نتایج آن در بخش ۴ آمده است.

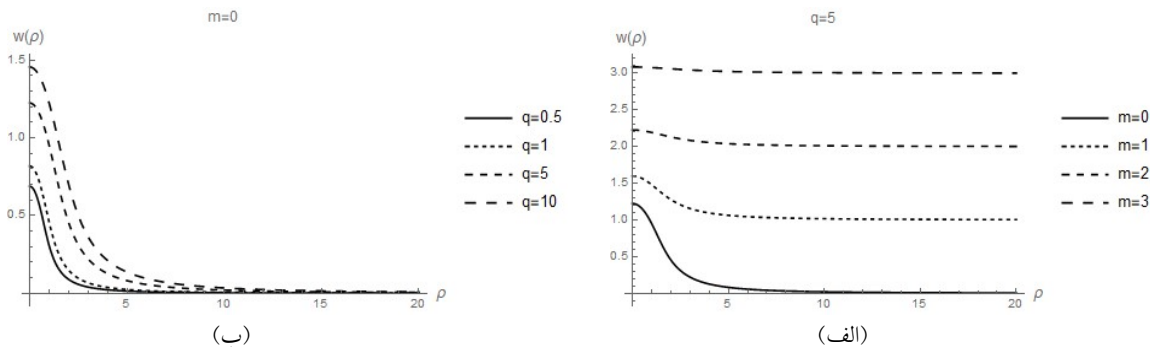
۲.۲. حل‌های ممکن شامه DV در عدم حضور میدان الکترومغناطیسی

با صفر قرار دادن میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی در کنش مؤثر، معادله غوطه‌وری به صورت زیر به دست می‌آید (جزئیات محاسبه را در [۲۰] مشاهده کنید):

$$\frac{d}{d\rho} \left(\frac{e^{\phi} \rho^2 w'}{\sqrt{1 + w'^2}} \right) + \frac{qwe^{\phi} \rho^2 \sqrt{1 + w'^2}}{r^6} = 0, \quad (۶)$$

از حل این معادله می‌توان تابع غوطه‌وری $w(\rho)$ را به دست آورد که نشان دهنده نحوه غوطه‌وری شامه بوده و از بسط نزدیک مرز آن کمیت‌های فیزیکی نظریه میدان شامل جرم کوآرک m و چگالش کوآرک^۱ به دست می‌آید. این معادله فقط

۱. Quark condensate



شکل ۱. چند نمونه از تابع $w(\rho)$ بر حسب ρ (الف) برای $q=5$ و جرم‌های مختلف کوآرک و (ب) برای کوآرک بدون جرم و مقادیر مختلف q رسم شده است.

حالتی که فقط مؤلفه هم راستای میدان الکتریکی یعنی $B_{||}$ صفر باشد، $r_*^z = \sqrt{E^z - (B_{\perp}^z + q)}$ خواهد شد. پس از انجام یک سری محاسبات ساده، لاگرانژی مؤثر بر حسب r_* به شکل زیر نوشته می‌شود:

$$\mathcal{L}_{eff}(E) = \quad (9)$$

$$-\mathcal{N} \int_0^{\infty} d\rho \frac{\rho^z}{r_*^z} \frac{\sqrt{1+w'(\rho)^z}}{\sqrt{B_{||}^z + q + r_*^z}}$$

$$\sqrt{(r_*^z - r_*^z) [B_{||}^z + q(q+r_*^z) + B_{||}^z (B_{\perp}^z + r_*^z) + r_*^z (B_{||}^z + q + r_*^z)]},$$

همان‌طور که مشاهده می‌شود، تابع تحت انتگرال به ازای r های بزرگ، حقیقی است، ولی برای $r < r_*$ به یک تابع موهومی تبدیل می‌شود. در واقع ناحیه مرکزی شامله DV به ازای $r < r_*$ در قسمت موهومی سهم دارد. قسمت موهومی لاگرانژی به صورت زیر به دست می‌آید:

که در آن مقدار ρ_* از رابطه $\rho_*^z = r_*^z + w(\rho_*)^z$ به دست می‌آید. در بخش بعد این رابطه را که بیانگر نرخ واپاشی دستگاه است رسم کرده و در شرایط مختلف به تفسیر نتایج می‌پردازیم.

۴. نتایج

مشاهده کردیم در حالتی که کل میدان مغناطیسی خارجی صفر باشد یا فقط مؤلفه هم‌راستا با میدان الکتریکی داشته باشد، شعاع r_* ای که برای r های کوچک‌تر از آن لاگرانژی مؤثر موهومی می‌شود در رابطه $r_*^z = \sqrt{E^z - q}$ صدق می‌کند. طبق این رابطه

با استفاده از روش‌های عددی قابل حل است. نمونه‌ای از جواب‌های آن در شکل ۱ نشان داده شده است. از پاسخ‌های معادله (۶) در محاسبات اصلی مقاله در بخش‌های بعدی استفاده می‌شود.

۳. محاسبه نرخ واپاشی با استفاده از لاگرانژی مؤثر

با جایگذاری متریک القایی (۵) و صفر قرار دادن جریان در کنش شامله (۳)، لاگرانژی مؤثر به صورت زیر به دست می‌آید:

$$\mathcal{L}_{eff}(E) = \quad (7)$$

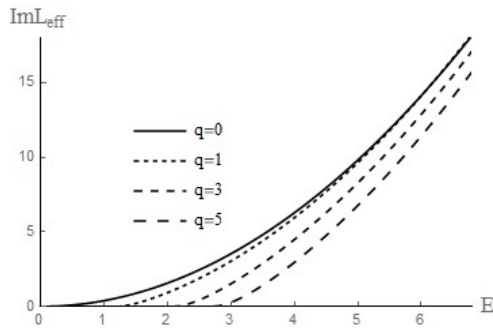
$$-\mathcal{N} \int_0^{\infty} d\rho \frac{\rho^z}{r_*^z} \frac{\sqrt{1+w'(\rho)^z}}{\sqrt{B_{||}^z + e^{\phi} r_*^z}}$$

$$\sqrt{[-B_{||}^z E^z + e^{\phi} r_*^z (B_{||}^z + B_{\perp}^z - E^z) + e^{\phi} r_*^z] (B_{||}^z + e^{\phi} r_*^z)},$$

که در آن ضریب $\mathcal{N} = \tau_r V_r \Omega_r$ نتیجه انتگرال‌گیری روی مختصات شامله غیر از ρ است و همان‌طور که پیشتر گفته شد، تابع $w(\rho)$ حل معادله غوطه‌وری در غیاب میدان‌های خارجی است. به سادگی در این رابطه مشاهده می‌شود که کمیت زیر رادیکال به ازای مقداری از $r = r_*$ که در رابطه زیر صدق می‌کند، صفر شده و تغییر علامت می‌دهد:

$$E^z = \frac{(q + r_*^z)(q + r_*^z + B_{\perp}^z + B_{||}^z)}{q + r_*^z + B_{||}^z}, \quad (8)$$

با استفاده از این رابطه می‌توان دید که اگر هر دو مؤلفه میدان مغناطیسی یا فقط میدان مغناطیسی در راستای عمود بر میدان الکتریکی صفر باشد، $r_*^z = \sqrt{E^z - q}$ به دست می‌آید. ولی در



شکل ۲. نرخ واپاشی برای کوآرک‌های بدون جرم بر حسب مقدار میدان الکتریکی اعمال شده به ازای مقادیر مختلف q .

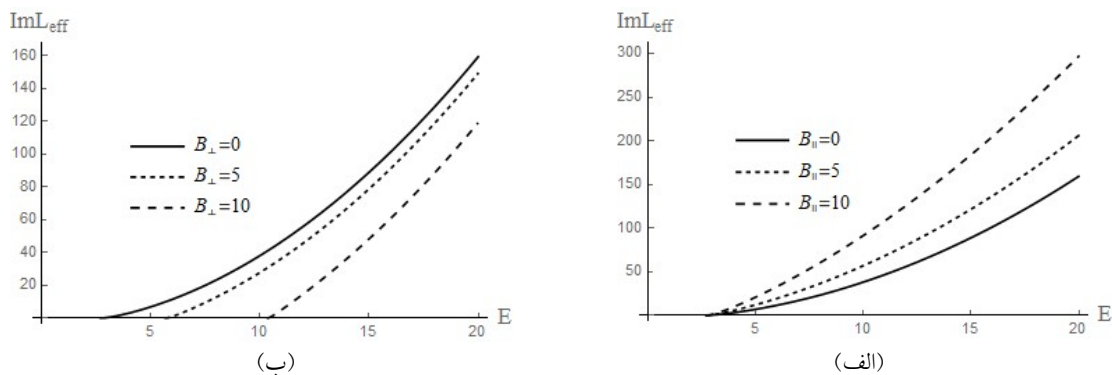
کوآرک در تمام موارد صفر فرض شده است. همان طور که مشاهده می‌شود نرخ واپاشی فقط برای میدان الکتریکی که بالاتر از مقدار آستانه E_s باشد، غیر صفر می‌شود. این مطلب کاملاً قابل انتظار است چرا که مقدار نیروی ناشی از میدان الکتریکی باید به قدر کافی بزرگ باشد که بتواند بر نیروی محبوس کننده بین کوآرک و پادکوآرک غلبه کند و در نتیجه منجر به ناپایداری دستگاه شود. نکته قابل توجه دیگر در این نمودار این است که نرخ واپاشی دستگاه برای میدان الکتریکی کم، به شدت به مقدار q وابسته است ولی با افزایش میدان الکتریکی، حساسیت آن به q کاهش می‌یابد.

در نمودارهای شکل ۳ تأثیر میدان مغناطیسی بر ناپایداری دستگاه بررسی شده است. این شکل نرخ واپاشی را به عنوان تابعی از میدان الکتریکی برای $q=5$ و به ازای مقادیر مختلف میدان مغناطیسی نشان می‌دهد. در نمودارهای ۳. ب، مؤلفه میدان مغناطیسی در راستای میدان الکتریکی صفر است و به این ترتیب با تغییر دادن B_{\perp} تأثیر مؤلفه عمودی نشان داده شده است. همان طور که مشاهده می‌شود افزایش میدان مغناطیسی عمودی باعث افزایش میدان الکتریکی بحرانی E_s شده ولی به ازای یک مقدار مشخص میدان الکتریکی، باعث کاهش نرخ واپاشی دستگاه می‌شود. در نمودارهای ۳. الف اثر مؤلفه موازی نشان داده شده است. در تمام نمودارهای این شکل $B_{\perp} = 0$ ولی مقدار B_{\parallel} تغییر داده شده است. این شکل تأیید کننده این

صرف نظر از این که مقدار B_{\parallel} چقدر است، مقدار میدان الکتریکی حداقل باید برابر $E_s = \sqrt{q}$ باشد که یک چنین r^* حقیقی وجود داشته باشد. در واقع تنها به ازای $E \geq E_s$ زوج کوآرک-پادکوآرک تولید شده و اثر شوئینگر رخ می‌دهد. وجود چنین میدان آستانه‌ای، مختص نظریه‌هایی است که محبوس شدگی دارند. E_s یک میدان الکتریکی بحرانی برای این دستگاه به شمار می‌آید [۱۷ و ۱۸]. در حالتی که فقط مؤلفه B_{\perp} موجود باشد، $r^* = \sqrt{E^2 - (B_{\perp}^2 + q)}$ و در نتیجه $E_s = \sqrt{B_{\perp}^2 + q}$ همان طور که مشاهده می‌شود، تنها B_{\perp} بر مقدار میدان الکتریکی بحرانی مؤثر است. وجود B_{\perp} باعث افزایش میدان الکتریکی بحرانی می‌شود و در واقع کاتالیز مغناطیسی رخ می‌دهد. البته وقتی هر دو مؤلفه میدان مغناطیسی را داشته باشیم، میدان الکتریکی بحرانی با استفاده از رابطه (۸) محاسبه می‌شود که در آن هر دو مؤلفه موازی و عمودی ظاهر می‌شوند.

لازم به توجه است که مدل انتخاب شده در این مقاله پدیده‌شناختی نیست و مقادیر و اعداد ارائه شده در نمودارهایی که در ادامه توضیح داده می‌شوند، با مقادیر تجربی قابل مقایسه نمی‌باشند. این گونه مدل‌های هولوگرافیک فقط برای توصیف کیفی پدیده‌ها مورد استفاده قرار می‌گیرند و در آنها روند و رفتار نمودارها و کمیت‌ها مورد بحث بوده و قابل مقایسه با نتایج آزمایشگاهی است.

در ادامه می‌خواهیم نحوه تأثیر میدان مغناطیسی خارجی در دو راستای مختلف را بر میزان نرخ واپاشی دستگاه مورد بحث، مطالعه کنیم. ابتدا با فرض صفر بودن میدان مغناطیسی خارجی، ناپایداری دستگاه را به ازای مقادیر مختلف q به صورت تابعی از میدان الکتریکی خارجی بررسی می‌کنیم. همان طور که پیشتر اشاره شد، رابطه (۱۰) که قسمت موهومی لاگرانژی مؤثر است، بیانگر نرخ واپاشی دستگاه است. ابتدا برای هر مقدار q با حل معادله (۶)، تابع $w(\rho)$ را محاسبه کرده و سپس می‌توانیم نرخ واپاشی را به صورت عددی ترسیم کنیم. در شکل ۲ نتیجه این محاسبات برای چند مقدار مختلف q نشان داده شده است. جرم



شکل ۳. نرخ واپاشی برای کوارک-های بدون جرم بر حسب میدان الکتریکی اعمال شده به ازای $q=5$. (الف) $B_{\parallel} = 0$ و (ب) $B_{\perp} = 0$.

مغناطیسی عمود بر راستای میدان الکتریکی نشان دهنده وجود کاتالیز مغناطیسی است. همچنین به ازای میدان الکتریکی بزرگتر از مقدار بحرانی، نرخ واپاشی کوارکها توسط میدان مغناطیسی موازی با میدان الکتریکی افزایش یافته در حالی که توسط میدان مغناطیسی عمودی محدود می شود.

در پایان نتایج به دست آمده برای دستگاه انتخاب شده در این مقاله را با نتایج به دست آمده در [۸] مقایسه می کنیم که شامل نتایج کلی برای دسته وسیعی از نظریه های محبوس دارای دوگان گرانشی است. نظریه حاضر در این مقاله بر خلاف اکثر مدل های هولوگرافی باتم-آپ دیوار IR ندارد. وجود دیوار IR که در آن، هندسه در راستای شعاعی توده پایان می یابد، نقش بسیار اساسی برای اعمال مقیاس محبوس شدگی در اکثر مدل های هولوگرافی باتم-آپ ایفا می کند. در عوض ویژگی محبوس شدگی در $(D^3+D(-1))$ نتیجه ای از وجود بار اینستونی در نظریه است. نکته جالب توجه این است که با وجود این که نظریه حاضر شبه محبوس است و دیوار IR ندارد، ولی پاسخ آن به میدان مغناطیسی ثابت که همزمان با یک میدان الکتریکی ثابت اعمال شده است، کاملاً مشابه سایر نظریه های محبوس باتم-آپ است.

مطلب است که در عدم حضور B_{\perp} ، میدان الکتریکی بحرانی به B_{\parallel} وابسته نیست و تولید زوج برای تمام مقادیر B_{\parallel} از یک نقطه یکسان آغاز می شود. همچنین از این شکل استنتاج می شود که افزایش مؤلفه موازی میدان مغناطیسی، منجر به افزایش قسمت موهومی لاگرانژی مؤثر می شود. پس مؤلفه موازی، ناپایداری دستگاه را افزایش می دهد.

۵. بحث و نتیجه گیری

در این مقاله ناپایداری یک نظریه شبه محبوس که دوگان گرانشی دارد تحت اثر اعمال ناگهانی یک میدان الکترومغناطیسی ثابت مورد بررسی قرار گرفته است. برای این منظور نرخ تولید زوج های کوارک-پاد کوارک را به دست آورده ایم. طبق تناظر AdS/CFT، لاگرانژی مؤثر اولر-هایزنبرگ نظریه میدان با کنش مؤثر شامه غوطه ور در توده متناظر است. بنابراین از طریق محاسبه قسمت موهومی کنش مؤثر DBI می توان ناپایداری نظریه میدان را تحلیل کرد. نظریه مورد مطالعه در مقاله حاضر $(D^3+D(-1))$ است که شامل کوارک های محبوس و گلوئون های غیرمحبوس است. محاسبات ما نشان می دهد که رفتار ناپایداری دستگاه به راستای اعمال میدان مغناطیسی نسبت به راستای میدان الکتریکی وابسته است. مقدار میدان الکتریکی بحرانی که فقط بالای آن تولید زوج امکان پذیر است، بر اثر میدان مغناطیسی عمود بر راستای میدان الکتریکی افزایش می یابد ولی از میدان مغناطیسی موازی تأثیر نمی پذیرد. در واقع رفتار بحرانی دستگاه تحت اثر میدان

مراجع

- A* **30** (2015) 1530026.
12. K Hashimoto and T Oka, *JHEP* **10** (2013) 116.
 13. K Hashimoto, T Oka, and A Sonoda, *JHEP* **06** (2014) 085.
 14. K Hashimoto, T Oka, and A Sonoda, *JHEP* **06** (2015) 001.
 15. H Liu and A A Tseytlin, *Nucl. Phys.* **553** (1999) 231.
 16. K Ghoroku, T Sakaguchi, N Uekusa, and M Yahiro, *Phys. Rev. D* **71** (2005) 106002.
 17. K Ghoroku, M Ishihara, and T Taminato, *Phys. Rev. D* **81** (2010) 026001.
 18. L Shahkarami and F Charmchi, *Eur. Phys. J. C* **79** (2019) 343.
 19. L Shahkarami, M Dehghani, and P Dehghani, *Phys. Rev. D* **97** (2018) 046013.
 20. B Gwak, M Kim, B H. Lee, Y Seo, and S J Sin, *Phys. Rev. D* **86** (2012) 026010.
 1. J S Schwinger, *Phys. Rev.* **82** (1951) 664.
 2. I K Affleck, O Alvarez, and, N S Manton, *Nucl. Phys. B* **197** (1982) 509.
 3. D E Kharzeev, L D McLerran, and H J Warringa, *Nucl. Phys. A* **803** (2008) 227.
 4. W T Deng and X G Huang, *Phys. Rev. C* **85** (2012) 044907.
 5. D She, S Q Feng, Y Zhong, and Z B Yin, *Eur. Phys. J. A* **54** (2018) 48.
 6. E S Fradkin and A A Tseytlin, *Nucl. Phys. B* **261** (1985) 1.
 7. C Bachas and M Porrati, *Phys. Lett. B* **296** (1992) 77.
 8. J M Maldacena, *Adv. Theor. Math. Phys.* **2** (1998) 231. *Int. J. Theor. Phys.* **38** (1999) 1113.
 9. G W Semenoff and K Zarembo, *Phys. Rev. Lett.* **107** (2011) 171601.
 10. Y Sato and K Yoshida, *JHEP* **08** (2013) 002.
 11. D Kawai, Y Sato, and K Yoshida, *Int. J. Mod. Phys.*