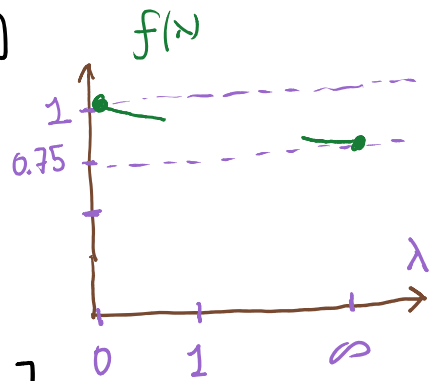


al ir de  $\lambda=0$  a  $\lambda=\infty$  la energía, la entropía y la energía libre (que se puede obtener con  $F=E-TS$ , o en el lado de AdS, directamente de la acción gravitacional renormalizada  $S_{EH} + S_{GH} + S_{ct}$  <sup>Gibbs-Helmholtz</sup>) se modifican solo por un factor  $f(\lambda)$  que interpola entre  $f(0)=1$  y  $f(\infty)=3/4$  (es decir,  $\mathcal{E}(\lambda) = f(\lambda) \mathcal{E}(\lambda=0)$ , etc.) es calcular las primeras correcciones de cada lado. Se encuentran

•  $\lambda \ll 1$ :  $f(\lambda) = 1 - \frac{3}{2\pi^2} \lambda + \dots$

•  $\lambda \gg 1$ :  $f(\lambda) = \frac{3}{4} + \frac{45}{32} \frac{\zeta(3)}{\lambda^{3/2}} + \dots$

[Gubser, Klebanov, Tseytlin]



lo cual es consistente con la predicción, y sugiere que  $f(\lambda)$  es una función monótonicamente decreciente.

Si bien esto no es una comprobación firme de la correspondencia, los resultados que hemos obtenido pintan un retrato plausible de lo que sucede con esta teoría de campos no abelianos en el régimen de

acoplamiento fuerte.

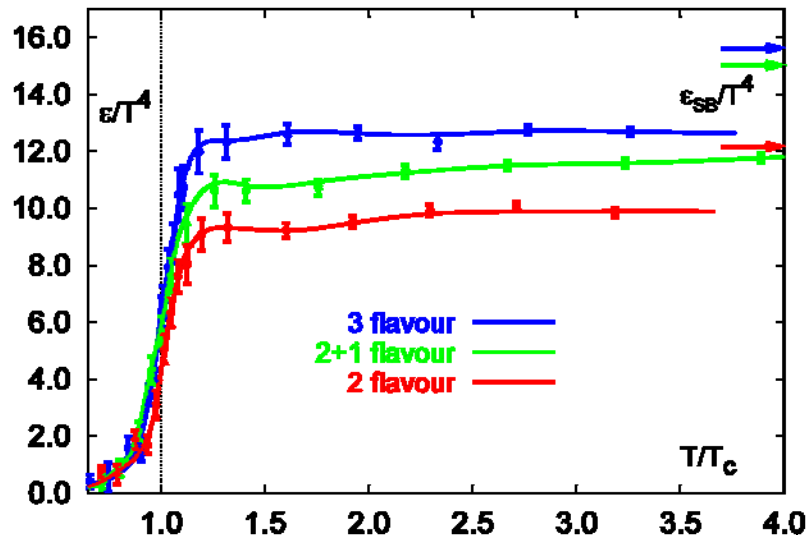
Podemos recordar  
choix (de la p. 59)

que QCD en la red  
nos informa que  
para  $T_c < T \lesssim 4T_c$   
el QGP del mundo

real se comporta aprox.

como si fuera libre, salvo por un factor de  $\sim 0.8$ . Vimos  
que, al producir las interacciones una corrección de "solo"  
 $\sim 20\%$ , se creía que el QGP en RHIC (y el LHC)  
estaría cerca de ser un gas ideal; pero los resultados  
experimentales contradijeron esta perspectiva.

Con lo que acabamos aprendiendo gracias a ADS/CFT,  
podemos aliviar esta tensión; sabemos que, al menos  
en  $\mathcal{N}=4$  SYM, el efecto de  $\lambda \rightarrow \infty$  es corregir a la  
densidad de energía y de entropía por solo un factor



de: F. Karsch, hep-lat/0106019

de  $3/4$ , i y claramente el  $\sim 0.8$  del QGP está mucho más cerca de 0.75 que de 1! No hay ninguna contradicción entonces entre la gráfica de QCD en la red y los datos experimentales. ¡Esta es por tanto una primera evidencia cuantitativa de la correspondencia sobre el QGP del mundo real!

ZZT: 24/11/16 11h y siguientes

La dependencia  $\epsilon, s \propto N_c^2$  refleja que la teoría está deconfinada, lo cual, para MSYM en  $\mathbb{R}^{3,1}$ , es el caso incluso a  $T=0$  (vimos p.ej. que  $V_{\frac{3}{2}}$  es Coulombiano).

Pero si consideramos a MSYM en  $S^3 \times \mathbb{R}$ , entonces a temperaturas bajas comparadas con el radio  $R$  de la  $S^3$  (es decir,  $TR \ll 1$ , que se vuelve imposible para  $T > 0$  en el límite  $R \rightarrow \infty$  donde  $S^3 \times \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}^{3,1}$ ) si existe una

fase confinada ( $\epsilon, s \propto N_c^3$ ), y puede mostrarse [Witten] que la transición de deconfinamiento corresponde del

lado de AdS a la llamada transición de Hawking-Page, en la cual aparece un agujero negro [ver M4600].

Para visualizar este punto, recordemos que cuando  $\lambda, N_c \rightarrow \infty$ , del lado de CIB el cálculo de la función de partición  $Z$  se reduce a evaluar  $\exp(-S_{\text{suma}})$  en la solución a las ecuaciones de movimiento clásicas. Para describir MSYM en  $S^3$  a temperatura finita usando el formalismo euclideo, es decir, MSYM en  $S^3 \times S^1$  radio  $\beta \equiv 1/T$ , debemos exigir que la geometría en el bulk, que esperamos sea asintótica a AdS global, se reduzca a  $S^3 \times S^1$  en la frontera. Y el punto es que, según descubrieron Hawking y Page (en el caso de  $AdS_4$ ), existe de hecho 2 soluciones distintas a las ecuaciones de movimiento en estas condiciones de frontera: AdS térmico (global),

$$ds^2 = \left(1 + \frac{r^2}{L^2}\right) dt_E^2 + \frac{dr^2}{1 + r^2/L^2} + r^2 d\Omega_3^2,$$

$$\uparrow \tau_E \approx \tau_E + \beta \text{ a mano}$$

(ésta es la misma métrica AdS global de la p. 204, con un cambio de coordenada radial  $\rho \rightarrow r \equiv L \sinh \rho$ ), que tiene topología  $B^4 \times S^1$ , <sup>← bols 4-uni</sup> y una interpretación es un gas de gravitones + etc.

en AdS, y el agujero negro (gferilo) Schw-AdS,

$$ds^2 = \underbrace{\left(1 + \frac{r^2}{L^2} - \frac{M}{r^2}\right)}_{f(r)} dt_E^2 + \frac{dr^2}{1 + \frac{r^2}{L^2} - \frac{M}{r^2}} + r^2 d\Omega_3^2$$

← se reduce a AdS término cuando  $M=0$

que cubre  $r_+ \leq r < \infty$ , con  $r_+$  la raíz más grande de  $1 + \frac{r^2}{L^2} - \frac{M}{r^2} = 0$  (de modo que  $r_+$  será la ubicación del horizonte en la versión lorentziana de la geometría), y tiene topología  $S^3 \times B^2$ . Aquí la periodicidad de  $t_E$  debe estar necesariamente dada por la temperatura de Hawking (para evitar tener una singularidad cónica),

$$t_E \simeq t_E + \beta \quad \text{con} \quad \beta = \frac{2\pi L^2 r_+}{2r_+^2 + L^2}$$

Debemos entonces sumar sobre ambas soluciones, que son 2 distintos puntos de silla en la integral funcional,

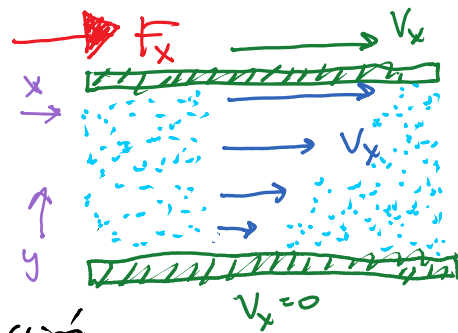
$$Z = \int Dh_{mn} \dots e^{-S_{\text{subRA}}} = e^{-S_{\text{subRA}}^{\text{gas}}} + e^{-S_{\text{subRA}}^{\text{hoy}}}$$

y el término que domina es el de menor acción ( $\Leftrightarrow$  menor energía libre  $F = -\beta^{-1} \ln Z$ ).

Se encuentra que para temperaturas bajas, domina el gas, pero cuando  $T = 3(2\pi L)^{-1}$  ( $\Leftrightarrow r_+ = L$ ), empieza a dominar el hoyo negro = hay una transición de fase.

Como ya dijimos, ¡en M5YM esto corresponde al paso de una fase continua ( $\propto N_c^2$ ) a otra descontinua ( $\propto N_c^2$ )!

Regresando al caso de M5YM en  $\mathbb{R}^{3,1}$ , otra propiedad muy interesante del plasma (XGP) que es posible estudiar con la correspondencia es su viscosidad de corte o viscosidad cortante (shear viscosity), es decir, la medida de qué tan "cajetoso" es. Para definirla, podemos imaginar al fluido inicialmente en reposo entre 2 placas. Si movemos la placa superior a cierta velocidad  $v_x$ , la fricción entre las capas sucesivas del fluido hará que esta velocidad se transmita en la dirección transversal y, dando lugar además



a una fuerza de arrastre sobre las placas, de magnitud

$$F_x \propto A \frac{\partial v_x}{\partial y} \quad \text{La viscosidad de corte } \eta \text{ es el coeficiente de proporcionalidad, de modo que podemos escribir}$$

← fuerza cortante  
← área de la placa

$$T_{xy} = \frac{F_x}{A} = \eta \frac{\partial v_x}{\partial y}$$

(El tensor de estrés  $T_{xy}$  nos da la fuerza en la dirección  $x$  sobre un elemento de área perpendicular a  $y$ .)

En una teoría cuántica de campos se puede mostrar

(Cuando "teoría de la respuesta lineal" [ver Le Bellac, Thermal Field Theory, cap. 6]) que la viscosidad está relacionada con el correlador de 2 puntos retardado del tensor de energía momento a través de la fórmula de Kubo

Kubo

$$\eta = -\lim_{\omega \rightarrow 0} \frac{1}{\omega} \text{Im} \tilde{G}_{xy,xy}^R(\omega, \vec{0})$$

donde

$$\tilde{G}_{xy,xy}^R(\omega, \vec{0}) \equiv \int dt d\vec{x} e^{i\omega t} \theta(t) \langle [T_{xy}(t, \vec{x}), T_{xy}(0, \vec{0})] \rangle_{\beta}$$

← retardada  
 ← función escalón = 0 si  $t < 0$   
 ← correlador  
 ←  $\vec{k} = 0$   
 ← función de Green  
 $= -i\eta(\omega + O(\omega^2))$   
 $\equiv G_{xy,xy}^R(t, \vec{x})$   
 ← Kubo

Los paréntesis angulares se refieren al valor esperado en el ensamble térmico,

$$\langle \dots \rangle_{\beta} \equiv \text{Tr}(e^{-\beta H} \dots) = \sum_i \langle i | e^{-\beta H} \dots | i \rangle$$

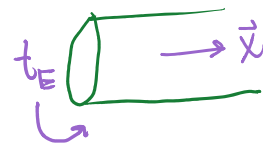
←  $1/T$

Sabemos bien (p. 411) que  $e^{-\beta H}$  puede interpretarse como el operador de evolución en tiempo euclidiano  $t_E$ , por un intervalo

$\beta$ , y tomando en cuenta la traza, equivale entonces a

calcular la integral funcional en un cilindro

$(\mathbb{R}^3 \times S^1)$  con circunferencia  $\beta$ , con



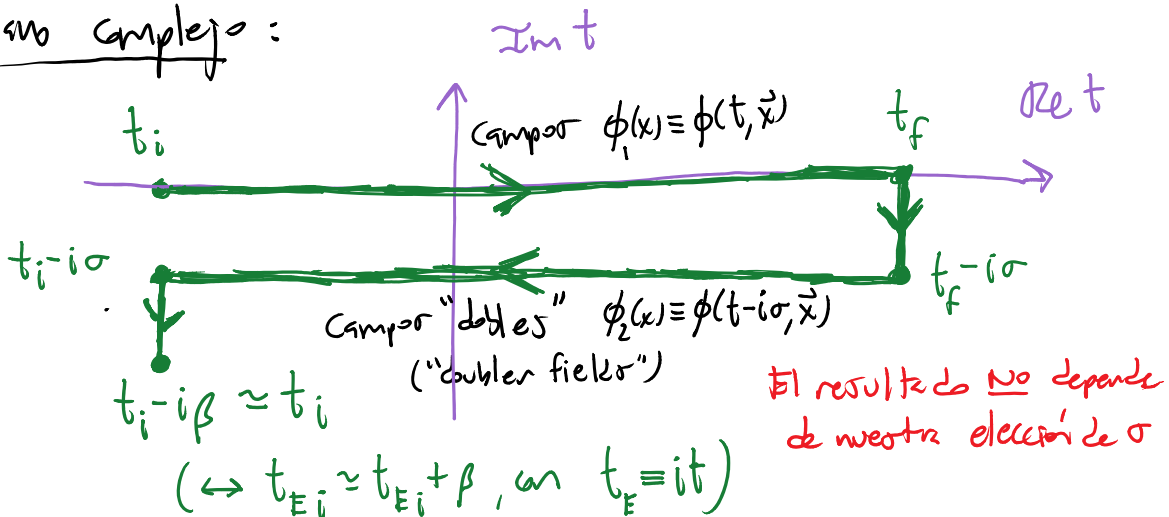
condiciones de frontera periódicas/anti-periódicas para los

campo  $\phi(x)$  bosónico / fermiónico, respectivamente.

Pero si para implementar el factor de Boltzmann  $e^{-\beta H}$  necesitamos que el tiempo sea euclideo, ¿cómo podemos entonces calcular correladores de operadores insertados en distintos valores del tiempo real? La respuesta

la da el formalismo de Schwinger-Keldysh (o de tiempo real, o del "doble de tiempo" (thermal field double)):

lo que se requiere es llevar a cabo la integral funcional con el tiempo  $t$  corriendo a lo largo de un contorno en el plano complejo:



Podemos calcular entonces los correladores a temperatura finita ordenados en el "tiempo"

$$\langle T \{ \phi(x_1) \dots \phi(x_n) \} \rangle_{\beta} = \frac{\delta}{i \delta J(x_1)} \dots \frac{\delta}{i \delta J(x_n)} \left[ \int \mathcal{D}\phi e^{iS + i \int dt \int d^3x J\phi} \right]_{J=0}$$



Más en detalle, podemos insertar fuentes en ambos segmentos horizontales,

$$\exp \left[ i \int_{t_i}^{t_f} dt \int d^3x \phi_1(x) J_1(x) - i \int_{t_i}^{t_f} dt \int d^3x \phi_2(x) J_2(x) \right],$$

$\uparrow$  campos originales                       $\uparrow$  campos dobles

y calcular entonces correladores de tipo  $\phi_1\phi_1$  ó  $\phi_2\phi_2$  ó  $\phi_1\phi_2$  (el ordenamiento por "tiempo" que la integral funcional incorpora en automático es en realidad por camino aquí,  $T = P$ : para  $\phi_1$ 's es por tiempo  $t$ , para  $\phi_2$ 's es al revés, por  $-t$ , y todo los  $\phi_2$ 's se consideran más "tardíos" que todo los  $\phi_1$ 's). En particular, las funciones de 2 puntos forman una matriz  $2 \times 2$  conocida como el

propagador de Schwinger-Keldysh

$$iG_{ss'}(x-x') \equiv \frac{1}{Z[0,0]} \frac{\delta}{i\delta J_s(x)} \frac{\delta}{i\delta J_{s'}(x')} \left[ Z[J_1, J_2] \right]_{J_1, J_2=0},$$

$\swarrow s, s'=1,2$

es decir,  $\swarrow$  orden temporal usual

$$iG_{11}(t, \vec{x}) = \langle T \{ \phi_1(t, \vec{x}) \phi_1(0) \} \rangle_\rho, \quad iG_{12}(t, \vec{x}) = \langle \phi_2(0) \phi_1(t, \vec{x}) \rangle_\rho,$$

$$iG_{21}(t, \vec{x}) = \langle \phi_2(t, \vec{x}) \phi_1(0) \rangle_\rho, \quad iG_{22}(t, \vec{x}) = \langle \bar{T} \{ \phi_2(t, \vec{x}) \phi_2(0) \} \rangle_\rho.$$

$\swarrow$  orden antitemporal

Insertando un conjunto completo de estados y comparando los

de funciones, se puede ver que la versión en espacio de momentos de estos 4 correladores,

$$\tilde{G}_{SS'}(\omega, \vec{k}) \equiv \int d^4x e^{-ik \cdot x} G_{SS'}(t, \vec{x}) \quad \text{con } \omega \equiv k^0,$$

está relacionada con el correlador retardado  $\tilde{G}_R(\omega, \vec{k})$  (y por tanto, con el avanzado  $\tilde{G}_A(\omega, \vec{k}) = \tilde{G}_R^*(\omega, \vec{k})$ ) a través de

$$\tilde{G}_{11}(k) = \text{Re } \tilde{G}_R(k) + i \coth\left(\frac{\beta\omega}{2}\right) \text{Im } \tilde{G}_R(k),$$

$$\tilde{G}_{12}(k) = \frac{2ie^{-(\beta-\sigma)\omega}}{1-e^{-\beta\omega}} \text{Im } \tilde{G}_R(k), \quad \leftarrow \text{simétrico si elegimos}$$

$$\tilde{G}_{21}(k) = \frac{2ie^{-\sigma\omega}}{1-e^{-\beta\omega}} \text{Im } \tilde{G}_R(k), \quad \swarrow \sigma = \beta/2$$

$$\tilde{G}_{22}(k) = -\text{Re } \tilde{G}_R(k) + i \coth\left(\frac{\beta\omega}{2}\right) \text{Im } \tilde{G}_R(k),$$

o lo que es lo mismo,

$$i\tilde{G}_R(k) = \frac{i}{2} \left[ \tilde{G}_{11}(k) - \tilde{G}_{22}(k) + e^{\sigma\omega} \tilde{G}_{21}(k) - e^{-\sigma\omega} \tilde{G}_{12}(k) \right].$$

En el contexto de la correspondencia, como de costumbre nos interesan correladores no de los campos básicos de la teoría de norma, sino de operadores compuestos, invariantes de norma, así que usamos las fórmulas anteriores en el

De nuevo, tenemos 2 tipos de los operadores

reemplaza  $\phi_S(x) \rightarrow \sigma_S(x)$ .

Específicamente, según vimos en la p. 424, para obtener la velocidad  $\eta$  del plasma término de gluones (XGP) en MSYM, nos interesa calcular la parte imaginaria de la función de 2 puntos retardada de la componente  $xy$  del tensor de energía-momento,

$$\tilde{G}_{xy,xy}^R(\omega, \vec{0}) \equiv \int dt d\vec{x} e^{i\omega t} \theta(t) \langle [T_{xy}(t, \vec{x}), T_{xy}(0, \vec{0})] \rangle_{\beta}.$$

$\uparrow \vec{k}=0$

Según lo que acabamos de ver en la página anterior,  $\text{Im} \tilde{G}_{xy,xy}^R$  está contenida en el correspondiente propagador de Schwinger-Keldysh  $\tilde{G}_{xy,xy}^{SS'}$ , p.ej., en  $\tilde{G}_{xy,xy}^{11}$ .

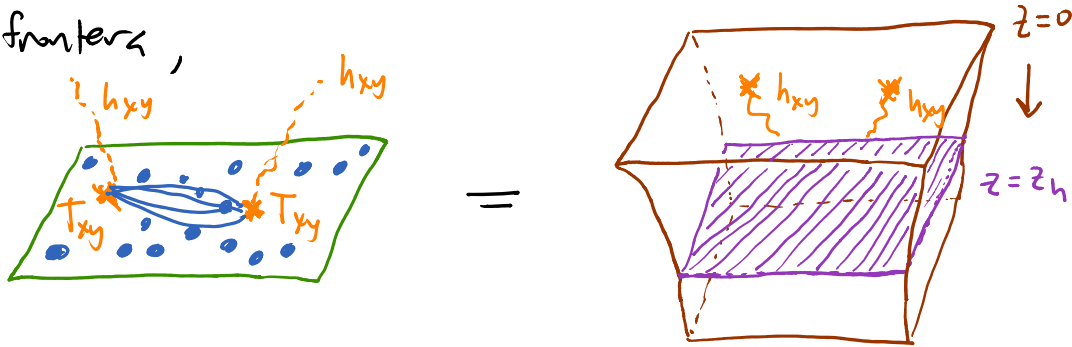
Sabemos (p. 412) que el XGP es dual al hoyo negro planar

$$ds^2 = \frac{L^2}{z^2} \left( -f(z) dt^2 + dx^2 + \frac{dz^2}{f(z)} \right) \quad \text{con } f(z) = 1 - \frac{z^4}{z_h^4},$$

$z_h = 1/\pi T$ , y también (p. 268), que el operador  $T_{xy}(x)$  es dual a (la onda  $s$  de) el gravitón  $h_{xy}(x, z)$ , de modo que en la red de KPW (p. 340), es el valor del gravitón en la frontera  $z=0$  quien actúa como frente de  $T_{xy}$  en MSYM,  $J_{xy}(x) = h_{xy}(x, z=0)$  (omitimos  $z^{4-\Delta} = 1$  dado que  $\Delta=4$ ).

Juntándolo todo, vemos entonces que la visibilidad del XBP se extrae de la parte imaginaria de la acción de SUGRA para

$g_{mn} = g_{mn}^{\text{hoy}} + h_{mn}$ , con  $h_{xy}$  encendido en 2 puntos en la frontera,

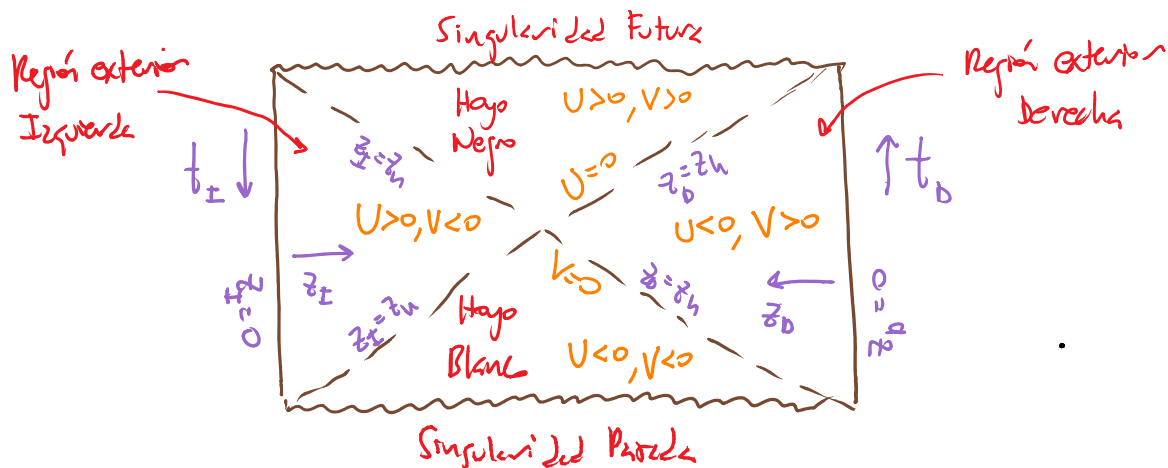


Del lado de  $h_{xy}/M$ , el teorema óptico relaciona la parte imaginaria de  $\langle T_{xy} T_{xy} \rangle_{\beta}$  con la sección eficaz de absorción  $\sigma_{\text{abs}}$  de "un gravitón" (es decir, de una inserción de  $T_{xy}$ ) por parte del medio térmico, así que también podemos afirmar que la visibilidad de este  $\eta$  del XBP está relacionada con la probabilidad de que el hoy negro en AdS absorba a un gravitón  $h_{xy}$ .

Lo único que nos hace falta para proceder a la cuenta es especificar los condiciones de borde que  $h_{xy}(x, z)$  debe satisfacer en el horizonte,  $z = z_h$ . En [Gai, Starineto, hep-th/0205051] se propuso que lo apropiado es pedir que  $h_{xy}$  sea puramente entrante cuando  $z \rightarrow z_h$ , lo cual resulta hasta cierto punto

intuitivo, porque esperar que clásicamente el hoy negro se trague todo lo que llega hasta su horizonte. Esta propuesta se justificó cabalmente (además de enunciarse de forma más precisa, y generalizarse al cálculo de funciones de  $n$  puntos) en [Harzog, San, hep-th/0212072], donde se explicó además (basado en [Maldacena, hep-th/0106112]) cómo se implementa en el lado de gravedad el formalismo de Schwinger-Keldysh.

El punto clave es que los coordenados tipo Poincaré  $(x^w, z)$  cubren apenas una porción del hoy negro planar  $Schw-AdS$ : tal como en el caso de Schwarzschild asintóticamente plano, es posible cambiar a coordenados de Kruskal  $U, V$ , para descubrir que el espaciotiempo completo tiene no una sino dos regiones asintóticamente  $AdS$ , en diagrama de Penrose



ii) La segunda región aADJ corresponde precisamente a la segunda zona de Minkowski, donde viven los campos  $\phi_2$  del formalismo de Schwinger-Keldysh!! Así que para calcular correladores térmicos de  $n$  puntos en tiempo real, lo que hay que hacer es encender fuentes  $J_1$  en la región exterior derecha y  $J_2$  en la región exterior izquierda, y aplicar la receta GKPW. [Hartog, Jan] mostraron que en ello se obtienen resultados en la estructura esperada, con el parámetro  $\sigma = \beta/2$ .

Cuando tomamos  $g_{mn} = g_{mn}^{\text{hoy}} + h_{mn}$  y examinamos la acción de Einstein-Hilbert a orden cuadrático en  $h_{xy}$  (que es todo lo que necesitamos para nuestra función de 2 puntos), se obtiene

$$S = \frac{1}{16\pi G_N^{(5)}} \int d^5x \sqrt{-g} \left[ g^{\alpha\beta} (\partial_\alpha h)^2 + g^{\mu\nu} \partial_\mu h \partial_\nu h \right],$$

$\uparrow \frac{N_c^2}{16\pi^2 L^3}$  (p. 343)

donde hemos abreviado  $g_{mn}^{\text{hoy}} \rightarrow g_{mn}$ ,  $h_{xy} \rightarrow h$ . La ecuación de movimiento para  $h$  es por tanto la misma de un campo escalar libre sin masa,

$$-\frac{1}{\sqrt{-g}} \partial_z (\sqrt{-g} g^{zz} \partial_z h) + g^{\mu\nu} \partial_\mu \partial_\nu h = 0.$$

Descompuesto en modo de Fourier,

$$h(x, z) = \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} e^{ik \cdot x} \tilde{h}(k, z),$$

y separando  $\tilde{h}(k, z) = h_k(z) \tilde{h}_0(k)$ ,

$k^\mu = (\omega, \vec{k})$   $\uparrow$   $\left[ \begin{array}{l} \text{fuente de } \tilde{T}_{xy}(k) \\ = 1 \text{ en } z=0 \quad (z \in \epsilon) \end{array} \right]$

se requiere que

$$\frac{1}{\sqrt{-g}} \partial_z (\sqrt{-g} g^{zz} \partial_z h_k(z)) - g^{\mu\nu} k_\mu k_\nu h_k(z) = 0.$$

En términos de la coordenada radial  $u \equiv z^2/z_h^2$  y las abreviaciones  $\underline{\omega} \equiv \frac{\omega}{2\pi T}$ ,  $\underline{\vec{k}} \equiv \frac{\vec{k}}{2\pi T}$ , la ecuación es

$$\partial_u^2 h_k - \left( \frac{1+u^2}{uf} \right) \partial_u h_k + \left( \frac{\underline{\omega}^2 - \underline{\vec{k}}^2 f}{uf^2} \right) h_k = 0, \text{ con } f = 1 - u^2.$$

No podemos resolver esta ecuación de forma exacta para todo  $\omega$  y  $\vec{k}$ ; pero afortunadamente, para la fórmula de Kubo (p.424), necesitamos el propagador de  $T_{xy}$  solo para  $\omega, |\vec{k}| \ll T$ , es decir,  $\underline{\omega}^2, \underline{\vec{k}}^2 \ll 1$ , en cuyo caso podemos desarrollar la solución en potencias de  $\underline{\omega}$  y  $|\underline{\vec{k}}|$

(ver [Policastro, Starinets, hep-th/0104065]).

La solución que está normalizada a 1 en la frontera  $u=0$  y es una onda entrante en el horizonte  $u=1$  es

$$h_k(u) = (1-u^2)^{-\frac{i}{2}\omega} + \mathcal{O}(\omega^2, \vec{k}^2),$$

o lo que es lo mismo,  $h_k(z) \approx (1 - \frac{z^4}{z_h^4})^{-\frac{i}{2} \frac{\omega}{2\pi T}}$ .

Al sustituir esta solución en la acción  $S$  de la p. 431, se obtiene un término de superficie en  $z=0$  ( $z=\epsilon$ ), que a través de la fórmula GKPW  $\tilde{G}_{xy,xy}''(k) = \delta^2 S / \delta \tilde{h}_0(\omega) \delta \tilde{h}_0(-k)$  y usando la relación conocida con  $\tilde{G}_{xy,xy}^R(k)$  (p. 427) conduce a [ver Herzog, San, hep-th/0212072]

$$\begin{aligned} \tilde{G}_{xy,xy}^R(k) &= -2 \frac{N_c^2}{16\pi^2 L^3} \lim_{z \rightarrow 0} \sqrt{-g} g^{zz} h_k(z) \partial_z h_k(z) \\ &= -i \frac{\pi N_c^2 T^3}{\rho} \omega + \mathcal{O}(\omega^2, \vec{k}^2). \end{aligned}$$

Comparando esto con la expectativa que tendríamos en la p. 424, basada en la fórmula de Kubo,

$$\tilde{G}_{xy,xy}^R(k) = -i\eta\omega + \mathcal{O}(\omega^2),$$

podemos deducir finalmente que la viscosidad del XGP es



$$\eta = \frac{\pi}{8} N_c^2 T^3$$

Es útil reportar este resultado normalizado por la densidad de entropía que obtuvimos en la p. 415,  $s = \frac{\pi^2}{2} N_c^2 T^3$ , que nos da una medida del número de grados de libertad en el plasma. Llegamos así al célebre cociente

$$\frac{\eta}{s} = \frac{1}{4\pi} \quad \text{cuando } N_c, \lambda \rightarrow \infty \quad [\text{Politsky, Son, Starinets}]$$

(adimensional (tendrá unidades de  $\hbar/k_B$ ))

En contraste con este resultado para acoplamiento fuerte,  $\frac{\eta}{s} \sim 0.08$ , cuando el acoplamiento es débil se tiene

$$\frac{\eta}{s} \sim \frac{1}{\lambda^2 \ln \lambda} \gg 1 \quad [\text{Arnold, Moore, Yaffe}]$$

La primera corrección para  $\lambda$  grande pero finito resulta en

$$\frac{\eta}{s} = \frac{1}{4\pi} + \frac{165 \zeta(3)}{64 \sqrt{2} \pi \lambda^{3/2}} + \dots \quad [\text{Buchel, Liu, Starinets}]$$

lo cual sugiere que, al menos en MSYM, el cociente  $\eta/s$  decrece monótonicamente conforme  $\lambda$  aumenta.

Otra característica muy importante de este cociente es

que el valor  $1/4\pi$  para  $\lambda \rightarrow 0$  de hecho resulte ser universal: se obtiene este mismo resultado en todas las teorías de norma cuyo dual de gravedad involucre a la acción de Einstein-Hilbert (ocurre que la densidad de entropía es el área del horizonte, y la señal eficaz de absorción de gravitones en el límite  $\omega \rightarrow 0$  también es proporcional al área del horizonte) [Bechel, Liu, Starinets].

Esto nos anima a pensar que tal vez la propia QCD pudiera tener también  $1/5 \sim 1/4\pi$  en el régimen de acoplamiento fuerte. Recordando que la viscosidad lamentablemente no se puede calcular con QCD en la red, podemos armarlos de valores y comparar con datos experimentales. Las estimaciones de RHIC y LHC apuntan a

$$i \left(\frac{\eta}{s}\right)_{\text{exp}} \sim 0.1-0.2 \quad \text{vs.} \quad \left(\frac{\eta}{s}\right)_{\text{AdS/CFT}} \approx 0.08 !$$

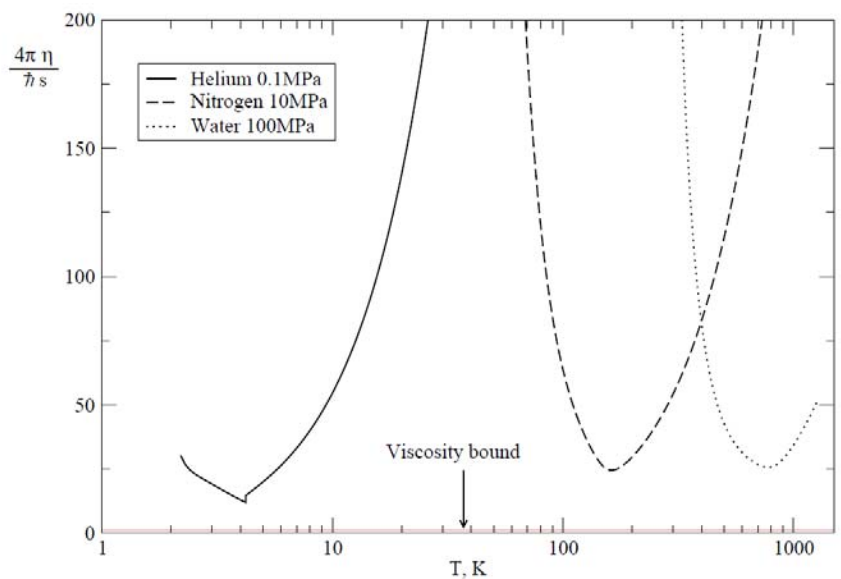
El hecho de que logremos aquí un acuerdo semicuantitativo con el QGP del mundo real es un gran éxito de la correspondencia (aún tomando en cuenta que no podemos calcular directamente en QCD, y que el resultado de

gravedad aplica para  $\lambda \rightarrow \infty$ ,  $N_c \rightarrow \infty$ , mientras que el QGP producido en RHIC/LHC tiene  $\lambda \sim 20$ ,  $N_c = 3$ ).

Un dato curioso: según se ha podido estimar en un experimento que opera en Australia desde 1927!, la brea (tar pitch) es unas  $10^{11}$  veces más viscosa que el agua (en el experimento han caído solo 9 gotas en casi 90 años). ¡Y la viscosidad del QGP es todavía  $\sim 10^3$  veces mayor que la



de la brea! Pero el coeficiente  $\eta/s \sim 1/4\pi \sim 0.1$  es el menor de todas las sustancias conocidas (incluyendo, p.ej., al helio superfluido). Ello, junto con los resultados de RHIC/CFT



que recordamos más arriba, gracias a [Koutou, San, Starinets]

conjeturar que siempre se deduce la cte  $\frac{\mu}{5} \geq \frac{1}{4\pi}$ ,  
 con lo cual el QGP estaría cerca de ser el "líquid perfecto".

Esto influenció bastante el modo en que los experimentales  
 de RHIC presentan sus resultados:



Building 400  
 P.O. Box 5000  
 Upton, NY 11973-5000  
 Phone 631 344-2345  
 Fax 631 344-3368  
[www.bnl.gov](http://www.bnl.gov)

managed by the U.S. Department of Energy  
 by Brookhaven Science Associates, a company  
 founded by Stony Brook University and Battelle

## News Release

Number: 05-38

For release on April 18, 2005, 9:00:00 AM

Contacts: Karen McNulty Walsh, (631) 344-8350 or Peter Genzer, (631) 344-3174

### RHIC Scientists Serve Up "Perfect" Liquid

New state of matter more remarkable than predicted -- raising many new questions

Pero tiempo después se demostró que, en ciertas teorías  
 cuyo dual de gravedad tienen correcciones por encima de  
 Einstein-Hilbert (p.ej., tipo  $R^2$ ), la cte propuesta por  
 KSS se puede violar [ver p.ej. Buchel, Myers, Sinha, 0812.2521].

Es posible, sin embargo, que exista todavía ALGUNA cte, con  
 valor número inferior a  $1/4\pi$  [ver p.ej. Cremonini, 1108.0677].

Se han hecho muchos otros estudios tipo "AS/QGP".

[Ver p.ej. Casalderrey, Liu, Mateos, Rajagopal, Wiedenkamm, 1101.0618;  
 Gulser, Karbh, 0901.0935; DeWolfe, Gulser, Rosen, Teaney, 1304.7794]