Elliott Gesteau

Caltech

Strings 2024, Gong Show

To appear with Hong Liu (MIT)

▲□▶ ▲□▶ ▲ 三▶ ▲ 三▶ 三三 - のへぐ

A question

• Consider a quantum dynamical system. What is the <u>minimal amount</u> of time \mathcal{T} for which we need to look at the system in order to be able to predict all the rest of its evolution?

▲□▶ ▲□▶ ▲ □▶ ▲ □▶ □ のへぐ

A question

- Consider a quantum dynamical system. What is the **minimal amount** of time \mathcal{T} for which we need to look at the system in order to be able to predict all the rest of its evolution?
- For systems <u>without information loss</u>, any arbitrarily small time works:

$$\mathcal{T}=\mathbf{0}.$$

▲□▶ ▲□▶ ▲ □▶ ▲ □▶ □ のへぐ

A question

- Consider a quantum dynamical system. What is the <u>minimal amount</u> of time \mathcal{T} for which we need to look at the system in order to be able to predict all the rest of its evolution?
- For systems <u>without information loss</u>, any arbitrarily small time works:

$$\mathcal{T} = 0.$$

For systems with information loss, it can be that

 $\mathcal{T} \neq 0.$

▲□▶ ▲□▶ ▲□▶ ▲□▶ ▲□ ● ● ●

 Consider N = 4 SYM with SU(N) gauge group on a compact space at finite (or zero) temperature.

- Consider N = 4 SYM with SU(N) gauge group on a compact space at finite (or zero) temperature.
- At <u>finite N</u> there is an equation of motion, and no information loss:

$$\mathcal{T}=0.$$

▲□▶ ▲□▶ ▲□▶ ▲□▶ ▲□ ● ● ●

- Consider N = 4 SYM with SU(N) gauge group on a compact space at finite (or zero) temperature.
- At <u>finite N</u> there is an equation of motion, and no information loss:

$$\mathcal{T}=0.$$

• In the **large** *N* **limit**, the equation of motion disappears and we have a generalized free field theory. Potentially

$$\mathcal{T} \neq 0.$$

▲□▶ ▲□▶ ▲□▶ ▲□▶ ▲□ ● ● ●

- Consider N = 4 SYM with SU(N) gauge group on a compact space at finite (or zero) temperature.
- At <u>finite N</u> there is an equation of motion, and no information loss:

$$\mathcal{T}=0.$$

• In the large *N* limit, the equation of motion disappears and we have a generalized free field theory. Potentially

$$\mathcal{T} \neq 0.$$

・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・

 Algebraically, T ≠ 0 means that algebras of operators supported on a <u>time band</u> may be inequivalent to the full algebra of the theory.

• At strong 't Hooft coupling the theory has a semiclassical holographic dual.

- At strong 't Hooft coupling the theory has a semiclassical holographic dual.
- Below the Hawking–Page temperature $T < T_{HP}$:



▲□▶ ▲□▶ ▲□▶ ▲□▶ ▲□ ● ● ●

- At strong 't Hooft coupling the theory has a semiclassical holographic dual.
- Below the Hawking–Page temperature $T < T_{HP}$:



▲□▶ ▲□▶ ▲□▶ ▲□▶ ■ ●の00

• $T = \pi \neq 0$: emergence of a <u>radial direction</u>.

Above the Hawking–Page temperature $T > T_{HP}$:



▲□▶ ▲□▶ ▲ 三▶ ▲ 三▶ 三 のへぐ

Above the Hawking–Page temperature $T > T_{HP}$:



 $\mathcal{T} = \infty$: emergence of a **<u>bifurcate horizon</u>**.

・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・

• \mathcal{T} is defined for <u>all values</u> of the 't Hooft coupling!

- \mathcal{T} is defined for <u>all values</u> of the 't Hooft coupling!
- It can be computed as a subtle harmonic analysis invariant of the large *N* two point function.

▲□▶ ▲□▶ ▲ □▶ ▲ □▶ □ のへぐ

- \mathcal{T} is defined for <u>all values</u> of the 't Hooft coupling!
- It can be computed as a subtle harmonic analysis invariant of the large *N* two point function.

・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・

• **<u>Define</u>** a stringy horizon by $\mathcal{T} = \infty$.

- \mathcal{T} is defined for <u>all values</u> of the 't Hooft coupling!
- It can be computed as a subtle harmonic analysis invariant of the large *N* two point function.
- **<u>Define</u>** a stringy horizon by $\mathcal{T} = \infty$.
- At weak nonzero coupling in large $N \mathcal{N} = 4$ SYM:

$$\mathcal{T} = \pi \text{ for } T < T_{HP},$$

$$\mathcal{T} = \infty$$
 for $T > T_{HP}$.

▲□▶ ▲□▶ ▲ 三▶ ▲ 三▶ 三 のへぐ

- T is defined for <u>all values</u> of the 't Hooft coupling!
- It can be computed as a subtle harmonic analysis invariant of the large *N* two point function.
- **<u>Define</u>** a stringy horizon by $\mathcal{T} = \infty$.
- At weak nonzero coupling in large $N \mathcal{N} = 4$ SYM:

$$\mathcal{T} = \pi \text{ for } \mathcal{T} < \mathcal{T}_{HP},$$

$$\mathcal{T} = \infty$$
 for $T > T_{HP}$.

 There is an emergent stringy horizon at high temperature even at weak coupling!

Stringy holography

• \mathcal{T} can be computed for a **wide range** of theories.

▲□▶ ▲□▶ ▲ 三▶ ▲ 三▶ 三三 - のへぐ

Stringy holography

• ${\mathcal T}$ can be computed for a wide range of theories.

▲□▶ ▲□▶ ▲□▶ ▲□▶ ■ ●の00

• It can also be used to detect violations of the equivalence principle in the stringy regime.

Stringy holography

- T can be computed for a **wide range** of theories.
- It can also be used to detect violations of the **equivalence principle** in the stringy regime.
- When applied to <u>modular time</u> instead of boundary time, \mathcal{T} can also be used to diagnose the presence of a <u>stringy QES</u> rather than a stringy horizon.

▲□▶ ▲□▶ ▲□▶ ▲□▶ ■ ●の00

The jump to $\mathcal{T} \neq 0$ at large *N* is the basic mechanism allowing for the emergence of a radial direction and horizons in AdS/CFT, even in the stringy regime.

Thank you!