Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

И. Я. Арефьева, И. В. Волович, О. В. Иноземцев, Голографический контроль информации и динамическое изменение топологии составных открытых квантовых систем, *ТМФ*, 2017, том 193, номер 3, 493–504

DOI: <https://doi.org/10.4213/tmf9403>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением <http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 52.90.164.192

26 апреля 2023 г., 03:45:55

© 2017 г. И. Я. Арефьева*, И. В. Волович*, О. В. Иноземцев*

ГОЛОГРАФИЧЕСКИЙ КОНТРОЛЬ ИНФОРМАЦИИ И ДИНАМИЧЕСКОЕ ИЗМЕНЕНИЕ ТОПОЛОГИИ СОСТАВНЫХ ОТКРЫТЫХ КВАНТОВЫХ СИСТЕМ

Рассматривается вопрос о том, как влияет составной характер системы на характерные времена установления равновесия. Изучается динамика составных открытых квантовых систем, сильно взаимодействующих с окружающей средой, после квантового возбуждения, сопровождающегося неравновесным нагревом. Используется голографическое описание эволюции энтропии зацепленности. Негладкий характер эволюции при голографическом зацеплении является общим свойством составных систем, которые демонстрируют динамическое изменение топологии в объемлющем пространстве и скачкообразное изменение скорости распространения энтропии зацепленности, причем количество скачков зависит от конфигурации системы и особенно от числа составных частей. Эволюция взаимной информации двух составных систем наследует эти скачки. Представлено подробное исследование взаимной информации для двух подсистем, одна из которых состоит из двух частей. Обнаружено, что существуют пять качественно разных типов поведения динамики взаимной информации, и указаны соответствующие им области параметров системы.

Ключевые слова: голографическая энтропия зацепленности, взаимная информация, АдС/КТП, Вайдья.

DOI: <https://doi.org/10.4213/tmf9403>

1. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы растет интерес к изучению энтропии квантовой зацепленности и квантовой взаимной информации для различных открытых квантовых систем в условиях изменения окружающей среды или при наличии управления ей (см. книгу [1] и ссылки в ней).

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 17-71-20154).

---

*Математический институт им. В. А. Стеклова Российской академии наук, Москва, Россия. E-mail: arefeva@mi.ras.ru, volovich@mi.ras.ru, inozemcev@mi.ras.ru

В работе [2] голографический подход был применен к фотосинтезу. Фотосинтез является важным примером нетривиальных квантовых явлений, которые изучаются в рамках нового научного направления – квантовой биологии [1], [3]. Светособирающие комплексы фотосинтезирующих организмов – это многочастичные квантовые системы, в которых квантовая когерентность, как недавно было продемонстрировано в экспериментах, сохраняется на протяжении относительно длительного времени даже при физиологической температуре, несмотря на разрушающее когерентность влияние окружающей среды.

Имеются успешные применения голографического соответствия АдС/КТП в физике высоких энергий и теории конденсированных сред [4]–[6]. В работе [2] голографический подход был использован для оценки временной зависимости энтропии зацепленности и квантовой взаимной информации в комплексе Фенна–Мэтьюза–Олсона при переносе возбуждения из хромосомной антенны в реакционный центр. Было продемонстрировано, что эволюцию квантовой взаимной информации, моделирующую поведение решений мастер-уравнения Линдблада, в некоторых случаях можно получить при помощи дуальной гравитации, которая описывает образование черной дыры в пространстве-времени АдС с метрикой Вайдьи (далее мы называем его пространством АдС–Вайдьи). Были получены оценки времени пробуждения и времени скрамблинга для различных разбиений комплекса Фенна–Мэтьюза–Олсона.

Многие фотосинтезирующие светособирающие комплексы принято моделировать как общую трехкомпонентную структуру, включающую антенну, сеть передачи и реакционный центр. Антенна захватывает фотоны солнечного света, при этом возбуждаются электроны пигмента, находящиеся в основном состоянии. Возбужденные электроны, которые объединяются с дырками, образуя экситоны, переносятся от антенны через промежуточный транспортный комплекс к реакционному центру, где они участвуют в химических реакциях.

В настоящей работе, основываясь на результатах статей [2] и [7], [8], мы изучаем вопрос о том, увеличивает ли составной характер системы делокализацию при установлении равновесия. С этой целью мы рассматриваем динамику открытых квантовых систем, которые состоят из отдельных частей, сильно взаимодействующих с окружающей средой после квантового возмущения, отвечающего неравновесному нагреву (см. также [9]–[13]). Мы используем голографическое описание временной эволюции энтропии зацепленности при неравновесном нагреве.

Общим свойством временной эволюции голографической зацепленности составных систем является негладкий характер эволюции. Эти системы демонстрируют динамическое изменение топологии в объемлющем пространстве, а также скачкообразное изменение скорости распространения энтропии зацепленности, причем количество скачков зависит от конфигурации системы и особенно от числа составляющих ее частей. Эволюция взаимной информации двух составных систем наследует эти разрывы.

Мы представляем подробное исследование взаимной информации для двух подсистем, одна из которых состоит из двух частей. Мы показываем, что существуют пять качественно разных типов динамики взаимной информации, и указываем соответствующие области значений параметров системы.

2. ГОЛОГРАФИЧЕСКИЕ ЭНТРОПИЯ ЗАЦЕПЛЕННОСТИ И ВЗАИМНАЯ ИНФОРМАЦИЯ

2.1. Голографическая энтропия зацепленности в пространстве АдС–Вайдьи. Для изучения эволюции открытой системы после квантового воздействия, сопровождающегося неравновесным нагревом, мы используем голографический подход. В качестве дуальной модели, описывающей временную эволюцию зацепленности в таком процессе, мы рассматриваем оболочку Вайдьи, коллапсирующую на черную дыру [2], [14]. Коллапс этой оболочки приводит к образованию более тяжелой черной дыры, что соответствует увеличению температуры. Начальное термическое состояние определяется положением горизонта z_h , а конечное состояние – положением горизонта z_n . Для простоты мы рассматриваем трехмерный случай. Соответствующая метрика Вайдьи, которая определяет дуальный гравитационный фон, состоит из двух частей и задается формулами

$$\begin{aligned} v < 0 : \quad ds^2 &= \frac{1}{z^2} \left(-f_h(z) d\tau^2 + \frac{dz^2}{f_h(z)} + dx^2 \right), & \tau &= v + z_h \operatorname{arth} \frac{z}{z_h}, \\ v > 0 : \quad ds^2 &= \frac{1}{z^2} \left(-f_h(z) d\tau^2 + \frac{dz^2}{f_h(z)} + dx^2 \right), & \tau &= v + z_h \operatorname{arth} \frac{z}{z_h}, \end{aligned} \quad (1)$$

где функции f_n и f_h задаются как

$$f_n = 1 - \left(\frac{z}{z_n} \right)^2, \quad f_h = 1 - \left(\frac{z}{z_h} \right)^2, \quad 0 < z_h < z_n,$$

а склейка производится по положению оболочки $v = 0$. Эта метрика также может быть записана в виде

$$\begin{aligned} v < 0 : \quad ds^2 &= \frac{1}{z^2} \left[- \left(1 - \frac{z^2}{z_n^2} \right) dv^2 - 2 dv dz + dx^2 \right], \\ v > 0 : \quad ds^2 &= \frac{1}{z^2} \left[- \left(1 - \frac{z^2}{z_h^2} \right) dv^2 - 2 dv dz + dx^2 \right]. \end{aligned} \quad (2)$$

Начальная и конечная температуры суть

$$T_i = \frac{1}{2\pi z_n}, \quad T_f = \frac{1}{2\pi z_h}.$$

Чтобы определить голографическую энтропию зацепленности [15], [16], соответствующую простейшей системе из одного отрезка, нужно найти геодезическую в метрике (1), опирающуюся на этот отрезок в заданный момент времени. Действие для геодезической, соединяющей две точки $(t, -\ell/2)$ и $(t, \ell/2)$ на границе, задается формулой

$$S(\ell, t) = \int_{-\ell/2}^{+\ell/2} \frac{dx}{z} \sqrt{1 - 2v'z' - f(z, v)v'^2}, \quad (3)$$

где $t \geq 0$, $\ell > 0$, $z = z(x)$, $v = v(x)$ и $z(\pm\ell/2) = 0$, $v(\pm\ell/2) = t$. Для реализации этих симметричных граничных условий налагаются также граничные условия

$z'(0) = v'(0) = 0$. Решение данной задачи было найдено в явном виде для ненулевых начальных температур в работах [7], [8], и результат дается формулой¹⁾

$$S(\ell, t) = \ln \left(\frac{z_h}{\ell \mathfrak{S}_\kappa(\rho, s)} \operatorname{sh} \frac{t}{z_h} \right), \quad 0 \leq t \leq \ell, \quad (4)$$

где

$$\mathfrak{S}_\kappa(\rho, s) = \frac{c\rho + \Delta}{\Delta} \sqrt{\frac{\Delta^2 - c^2\rho^2}{\rho(c^2\rho + 2c\Delta + \rho) - \kappa^2}}, \quad \kappa = \frac{z_h}{z_h} < 1, \quad \Delta = \sqrt{\rho^2 - \kappa^2}. \quad (5)$$

Функция $\mathfrak{S}_\kappa(\rho, s)$ зависит от новых переменных (ρ, s) , которые связаны с переменными (t, ℓ) . Новые переменные s и ρ описывают геодезическую в объемлющем пространстве и выражаются через положение вершины геодезической z_* и точки z_c , в которой геодезическая пересекает светоподобную оболочку, в соответствии с формулами

$$s = \frac{z_c}{z_*}, \quad \rho = \frac{z_h}{z_c}, \quad (6)$$

причем удовлетворяются неравенства $z_* < z_h$ и $z_c < z_h$.

Связь между переменными (ρ, s) и (t, ℓ) можно записать в явном виде:

$$\begin{aligned} \frac{t}{z_h} &= \operatorname{arcth} \frac{-c\kappa^2 + 2c\rho^2 + c + 2\Delta\rho}{2c\rho + 2\Delta}, \\ \ell &= \frac{z_h}{2} \ln \frac{c^2\gamma^4 - 4\Delta(cs(\kappa^2 - 2\rho^2 + 1) + \Delta + \Delta(\rho^2 - 2)s^2)}{c^2\gamma^4 - 4\Delta^2(\rho s - 1)^2} + \frac{z_h}{2\kappa} \ln \frac{(c\kappa + \Delta s)^2}{\rho^2 s^2 - \kappa^2}, \end{aligned} \quad (7)$$

где мы использовали обозначения $c = \sqrt{1 - s^2}$, $\gamma = 1 - \kappa^2$.

При $t < 0$ геодезическая целиком лежит в объемлющем пространстве черной дыры с температурой T_i . Энтропия зацепленности не зависит от t и после минимальной перенормировки определяется как

$$S_i = \ln \left(\frac{z_h}{\ell} \operatorname{sh} \frac{\ell}{z_h} \right).$$

Вершина соответствующей геодезической $z_* < z_h$, причем $z_* \rightarrow z_h$ при возрастании ℓ .

Нас интересует вычисление $S = S(\ell, t)$. Поэтому сначала нужно найти $\rho = \rho(\ell, t)$ и $s = s(\ell, t)$ из уравнений (7), а затем получить $S = S(s(\ell, t), \rho(\ell, t)) = S(\ell, t)$ по формулам (5), (6).

Зафиксируем ℓ и начнем увеличивать время. При некотором очень малом $t > 0$ геодезическая пересекает нулевую оболочку, для $t \ll z_h$ точка пересечения близка к границе, $z_c \ll z_h$. Когда t имеет порядок z_h , геодезическая пересекает оболочку за горизонтом, т. е. $z_c > z_h$, наконец, в некоторый момент времени геодезическая оказывается целиком лежащей в области черной дыры (с температурой T_f).

¹⁾Энтропия зацепленности была получена как длина геодезической с минимальным вычитанием расходимости.

2.2. Взаимная информация. Согласно общему определению голографической взаимной информация задается как

$$I(A; B) = S(A) + S(B) - S(A \cup B), \quad (8)$$

где $S(A)$ – голографическая энтропия зацепленности системы A , $S(A \cup B)$ – голографическая энтропия зацепленности объединения двух подсистем. Это определение обобщается на m отрезков:

$$I(A_1; A_2 \cup \dots \cup A_m) = S(A_1) + S(A_2 \cup \dots \cup A_m) - S(A_1 \cup A_2 \cup \dots \cup A_m). \quad (9)$$

Рассмотрим теперь эволюцию взаимной информации для двух систем, одна из которых есть отрезок A , а вторая состоит из двух отрезков, $B = B_1 \cup B_2$. В этом случае формула (9) имеет вид

$$I(A; B_1 \cup B_2) = S(A) + S(B_1 \cup B_2) - S(A \cup B_1 \cup B_2).$$

3. ГОЛОГРАФИЧЕСКАЯ ЭНТРОПИЯ ЗАЦЕПЛЕННОСТИ СОСТАВНОЙ СИСТЕМЫ

3.1. Фазовые диаграммы для голографической энтропии зацепленности составной системы. Рассмотрим систему из трех отрезков с длинами ℓ , m и n и расстояниями x и y между соседними отрезками. Тогда, если для краткости опустить зависимость от времени, формула для голографической энтропии зацепленности принимает вид (вычисляется минимум из 15 элементов):

$$\begin{aligned} S(\ell, x, m, y, n) = \\ = \min \{ & S(\ell) + S(m) + S(n), S(\ell) + S(m + y) + S(y + n), \\ & S(\ell) + S(m + y + n) + S(y), S(\ell + x) + S(x + m) + S(n), \\ & S(\ell + x) + S(x + m + y) + S(y + n), S(\ell + x) + S(x + m + y + n) + S(y), \\ & S(\ell + x + m) + S(x) + S(n), S(\ell + x + m) + S(x + m + y) + S(m + y + n), \\ & S(\ell + x + m) + S(x + m + y + n) + S(m + y), \\ & S(\ell + x + m + y) + S(x) + S(y + n), \\ & S(\ell + x + m + y) + S(x + m) + S(m + y + n), \\ & S(\ell + x + m + y) + S(x + m + y + n) + S(m), \\ & S(\ell + x + m + y + n) + S(x) + S(y), \\ & S(\ell + x + m + y + n) + S(x + m) + S(m + y), \\ & S(\ell + x + m + y + n) + S(x + m + y) + S(m) \}. \end{aligned} \quad (10)$$

Среди всех конфигураций, перечисленных в этой формуле, есть так называемые “пересекающиеся” (см. работу [2]). С помощью фазовых диаграмм можно убедиться, что эти конфигурации не вносят вклада в голографическую энтропию зацепленности, причем как в статическом, так и в нестатическом пространстве АдС–Вайдьи.

Рис. 1. Конфигурации системы из трех отрезков.

Без пересекающихся диаграмм формула (10) имеет вид (вычисляется минимум из 5 элементов)

$$\begin{aligned}
 S_{\text{но cr}}(\ell, x, m, y, n) = \\
 = \min \left\{ S(\ell) + S(m) + S(n), S(\ell) + S(m + y + n) + S(y), \right. \\
 \left. S(\ell + x + m) + S(x) + S(n), S(\ell + x + m + y + n) + S(x) + S(y), \right. \\
 \left. S(\ell + x + m + y + n) + S(x + m + y) + S(m) \right\}. \quad (11)
 \end{aligned}$$

Соответствующие пять конфигураций приведены на рис. 1.

3.2. Особые точки голографической энтропии зацепленности составной системы. Исследуем, как изменяется голографическая энтропия зацепленности, если делить систему на части. Зафиксируем общую длину системы и разделим ее на части с промежутками между ними. Голографическая энтропия зацепленности для разделенных отрезков исследовалась ранее в работах [17]–[19]. В настоящей работе изучаются специфические особенности случая, когда общая длина системы фиксирована.

3.2.1. Два отрезка. Если система состоит из двух частей, то, как легко видеть, голографическая энтропия зацепленности имеет одну особую точку, где изменяется конфигурация. Это известный факт, ранее упоминавшийся в работах [18], [19].

Для системы, состоящей из двух равных отрезков длины ℓ , отстоящих друг от друга на расстояние x , формула взаимной информации записывается как

$$I = 2S(\ell, t) - [S(2\ell + x, t) + S(x, t)].$$

Из этой формулы следует, что если $2S(\ell, t) = S(2\ell + x, t) + S(x, t)$ при двух различных значениях t , то график взаимной информации имеет форму колокола. На рис. 2 жирная линия соответствует функции $2S(\ell, t)$, остальные линии соответствуют $S(2\ell + x, t) + S(x, t)$ при различных значениях $x \in [1, 3]$. При $x < 1.7$ имеется только одно пересечение, при $x \in [1.7, 2.3]$ – два пересечения (штриховые линии между двумя сплошными). Нижняя и верхняя сплошные линии отвечают минимальному

Рис. 2. Графики функций $2S(\ell, t)$ (жирная линия) и $S(2\ell + x, t) + S(x, t)$ (штриховые и сплошные линии) в зависимости от t при $z_h = 3.8$, $z_h = 1$, $\ell = 5$ для $x = 1.3, 1.7, 2.0, 2.3, 2.8$ (сверху вниз). Сплошные кривые отвечают минимальному и максимальному значениям x , при котором график взаимной информации имеет форму колокола.

Рис. 3. Эволюция голографической энтропии зацепленности (жирная линия) и кривые, соответствующие первым четырем членам под знаком минимума в (11), при $z_h = 4.46$, $\ell = 1.77$, $x = 0.93$, $m = 3.33$, $y = 1.87$, $n = 3.76$; кривая 1 соответствует конфигурации $(A, B) \parallel (C)$, кривая 2 – конфигурации (A, B, C) , кривая 3 – конфигурации $(A) \parallel (B) \parallel (C)$, кривая 4 – конфигурации $(A) \parallel (B, C)$ на рис. 1.

$x = 1.7$ и максимальному $x = 2.3$, при которых получается колоколообразный график взаимной информации (кривые пересекаются дважды). При $x > 2.3$ кривые не пересекаются.

3.2.2. Три отрезка. Теперь рассмотрим систему, состоящую из трех частей. На рис. 1 приведены пять возможных (непересекающихся) конфигураций системы из трех отрезков.

На рис. 3 построена голографическая энтропия зацепленности (жирная линия) с двумя особыми точками (отмечены вертикальными штриховыми линиями), которые отвечают моментам изменения конфигурации, и четыре кривые, соответствующие

Рис. 4. Пять типов поведения голографической взаимной информации для системы из трех отрезков, случай I.

щие первым членам под знаком минимума в (11). Из этого рисунка видно, что график голографической энтропии зацепленности во все моменты времени совпадает с какой-либо из этих кривых и в двух особых точках эти кривые меняются.

3.2.3. Случай n отрезков. Из явной формулы для эволюции энтропии зацепленности следует, что если мы разделим отрезок длины ℓ на n частей, вычислим энтропию каждой части и умножим ее на n , то получится меньшее значение по сравнению с энтропией всей системы: $nS(\ell/n, t) < S(\ell, t)$ при $n > 1$. Малые промежутки уменьшают энтропию зацепленности, но существует такой размер промежутка x_{cr} , для которого, по крайней мере в течение некоторого времени $t < t_0$, энтропия зацепленности не меняется, т. е.

$$S(\ell, t) \approx S((\ell - x_{cr})/2, x_{cr}, (\ell - x_{cr})/2, t), \quad t < t_0.$$

4. ВЗАИМНАЯ ИНФОРМАЦИЯ ДЛЯ СОСТАВНЫХ СИСТЕМ

4.1. Голографическая взаимная информация для составных систем типа 1 + 2. Рассмотрим две конфигурации из трех отрезков.

4.1.1. Случай I. В этом случае первая система (простая) представляет собой отрезок A длины ℓ , вторая система (составная) – объединение двух отрезков B, C с длинами m, n соответственно, расположенными с одной стороны от отрезка A ; в этой системе x и y – расстояния между отрезками A и B и отрезками B и C соответственно:

Было установлено, что поведение голографической взаимной информации имеет следующие пять типов (см. рис. 4):

- 1) отсутствует время пробуждения и время скрамблинга, голографическая взаимная информация всегда положительна;
- 2) отсутствует время пробуждения, но присутствует время скрамблинга;
- 3) присутствуют время пробуждения и время скрамблинга, график голографической взаимной информации имеет форму колокола;

Рис. 5. График голографической взаимной информации (жирная кривая) при $z_H = 4.5$, $\ell = 1.77$, $m = 3.3$, $n = 3.7$, $x = 0.93$ для различных значений $y = 1.80, 1.85, 1.90, 1.94, 1.98$ (а) и при $z_H = 3.5$, $\ell = 5.45$, $n = 1.46$, $x = 1.6$, $y = 0.924$ для различных значений $m = 2.72, 2.78, 2.85, 2.92, 3.00$ (б). Уменьшению расстояния y или увеличению длины отрезка m отвечает рост второго горба.

Рис. 6. Различные режимы поведения голографической взаимной информации при $z_H = 4.46$, $\ell = 1.77$, $m = 3.33$; длина всей системы равна 12. Область 1 соответствует положительной голографической взаимной информации, в области 2 присутствует скрамблинг, в области 3 график голографической взаимной информации имеет форму колокола, в области 4 голографическая взаимная информации тождественно равна нулю, в маленькой черной области 5 в центре голографическая взаимная информация имеет двойной горб.

4) присутствуют время пробуждения и время скрамблинга, график голографической взаимной информации имеет форму двойного горба;

5) голографическая взаимная информация тождественно равна нулю.

Пусть два отрезка A и B таковы, что график соответствующей им голографической взаимной информации имеет форму колокола. На рис. 5а показано появление второго горба по мере приближения отрезка C с достаточно большого расстояния к отрезкам A и B (при уменьшении y). На рис. 5б показано появление второго горба по мере увеличения длины отрезка C , находящегося на фиксированном расстоянии от отрезков A и B (при увеличении n).

На рис. 6 построены зоны различного поведения (см. пять режимов, перечисленных выше) голографической взаимной информации системы из трех отрезков в за-

Рис. 7. Голографическая взаимная информация при $z_H = 4$, $l = 6$, $x = 0.2$, $m = 0.6$, $y = 0.2$, $n = 6$ (а) и при $z_H = 4$, $l = 2.9$, $x = 1.4$, $m = 2$, $y = 1$, $n = 3$ (б).

висимости от значений x и y . Из этого рисунка видно, что зона двойного горба соответствует достаточно узким промежуткам изменения параметров.

4.1.2. Случай II. В этом случае первая система (простая) представляет собой отрезок A длины ℓ , вторая система (составная является объединением двух отрезков B , C с длинами m , n соответственно, которые расположены по разные стороны от отрезка A ; в данном случае x и y – расстояния между отрезками A и B и отрезками A и C соответственно:

Поведение голографической взаимной информации для такой составной системы в целом такое же, как и в случае I: мы имеем те же пять типов поведения, что и выше. Аналогично первому случаю мы наблюдаем появление второго горба при увеличении длины отрезка C , находящегося на фиксированном расстоянии от отрезков A и B , и по мере приближения с достаточно большого расстояния отрезка C к отрезкам A и B .

4.1.3. Сравнение случаев I и II. Интересно сравнить голографическую взаимную информацию для первого и второго случаев. Это можно сделать двумя способами.

Первый способ. Геометрия системы не меняется, но меняется разбиение системы на подсистемы, от простой системы A и составной системы $B \cup C$ мы переходим к простой системе B и составной системе $A \cup C$:

В этом случае возможны для некоторых A , B , C и в различные моменты времени t все три ситуации (см. рис. 7а):

$$I(A; B \cup C) < I_2(B; A \cup C), \quad I(A; B \cup C) > I_2(B; A \cup C), \quad I(A; B \cup C) = I_2(B; A \cup C).$$

Второй способ. Геометрия системы меняется, но не меняется разбиение системы на подсистемы, теперь простая система представлена отрезком E , лежащим посередине, а составная система $D \cup F$ – это два крайних отрезка:

В этом случае мы численно установили, что для любых A, B, C и для любого t имеет место неравенство $I(A; B \cup C) \leq I(E; D \cup F)$ (см. рис. 76).

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В представленной работе голографический подход применен для составной системы к временной эволюции взаимной информации в процессе нагревания; показано, как можно контролировать взаимную информацию между двумя составными системами, изменяя геометрическую конфигурацию подсистем. Более подробно изучена система трех отрезков, состоящая из двух подсистем. Рассмотрены несимметричный тип объединения (случай I) и симметричный тип объединения (случай II). Для обоих случаев найдено пять типов поведения голографической взаимной информации для системы, содержащей одну составную часть (два отрезка) и одну простую часть (один отрезок):

- 1) отсутствует время пробуждения и время скрамблинга, голографическая взаимная информация всегда положительна;
- 2) отсутствует время пробуждения, но присутствует время скрамблинга;
- 3) присутствуют время пробуждения и время скрамблинга, график голографической взаимной информации имеет форму колокола;
- 4) присутствует время пробуждения и время скрамблинга, график голографической взаимной информации имеет форму двойного горба;
- 5) голографическая взаимная информация тождественно равна нулю.

Показано, что голографическая взаимная информация для симметричного случая II всегда не меньше голографической взаимной информации для несимметричного случая I (при сравнении вторым способом). Особое внимание уделено поиску специальной формы графика голографической взаимной информации – двойного горба. Установлено, что такая форма графика имеет место только для достаточно узких промежутков изменения параметров системы.

Список литературы

- [1] M. Ohya, I. Volovich, *Mathematical Foundations of Quantum Information and Computation and Its Applications to Nano- and Bio-systems*, Springer, Dordrecht, 2011.
- [2] I. Aref'eva, I. Volovich, *Holographic photosynthesis*, [arXiv:1603.09107](https://arxiv.org/abs/1603.09107).
- [3] M. Mohseni, Y. Omar, G. S. Engel, M. B. Plenio (eds.), *Quantum Effects in Biology*, Cambridge Univ. Press, Cambridge, 2014.
- [4] O. Aharony, S. S. Gubser, J. M. Maldacena, H. Ooguri, Y. Oz, "Large N field theories, string theory and gravity", *Phys. Rep.*, **323**:3–4 (2000), 183–386, [arXiv:hep-th/9905111](https://arxiv.org/abs/hep-th/9905111).
- [5] И. Я. Арефьева, "Голографическое описание кварк-глюонной плазмы, образующейся при столкновениях тяжелых ионов", *УФН*, **184**:6 (2014), 569–598.

- [6] И. Я. Арефьева, “Время образования кварк-глюонной плазмы при столкновениях тяжелых ионов в голографической модели с ударными волнами”, *ТМФ*, **184**:3 (2015), 398–417, arXiv: 1503.02185.
- [7] Д. С. Агеев, И. Я. Арефьева, “Пробуждение и скрамблинг в процессе голографического нагрева”, *ТМФ*, **193**:1 (2017), 146–161.
- [8] D. S. Ageev, I. Y. Aref’eva, *Memory loss in holographic non-equilibrium heating*, arXiv: 1704.07747.
- [9] И. В. Волович, С. В. Козырев, “Манипуляция состояниями вырожденной квантовой системы”, *Современные проблемы математики, механики и математической физики. II*, Сборник статей, Тр. МИАН, **294**, МАИК, М., 2016, 256–267.
- [10] I. Ya. Aref’eva, M. A. Khramtsov, “AdS/CFT prescription for angle-deficit space and winding geodesics”, *JHEP*, **04** (2016), 121, 21 pp.
- [11] A. S. Trushechkin, I. V. Volovich, “Perturbative treatment of inter-site couplings in the local description of open quantum networks”, *EPL*, **113**:3 (2016), 30005, 6 pp.
- [12] I. V. Volovich, “Cauchy–Schwarz inequality-based criteria for the non-classicality of sub-Poisson and antibunched light”, *Phys. Lett. A*, **380**:1 (2016), 56–58.
- [13] I. Y. Aref’eva, M. A. Khramtsov, M. D. Tikhanovskaya, “Thermalization after holographic bilocal quench”, *JHEP*, **2017** (09), 115, 66 pp., arXiv: 1706.07390.
- [14] V. Balasubramanian, A. Bernamonti, J. de Boer, N. Copland, B. Craps, E. Keski-Vakkuri, B. Müller, A. Schäfer, M. Shigemori, W. Staessens, “Holographic thermalization”, *Phys. Rev. D*, **84**:2 (2011), 026010, 31 pp., arXiv: 1103.2683.
- [15] S. Ryu, T. Takayanagi, “Holographic derivation of entanglement entropy from the anti-de Sitter space/conformal field theory correspondence”, *Phys. Rev. Lett.*, **96**:18 (2006), 181602, 4 pp., arXiv: hep-th/0603001.
- [16] V. E. Hubeny, M. Rangamani, T. Takayanagi, “A covariant holographic entanglement entropy proposal”, *JHEP*, **07** (2007), 062, 64 pp., arXiv: 0705.0016.
- [17] V. E. Hubeny, M. Rangamani, E. Tonni, “Thermalization of causal holographic information”, *JHEP*, **05** (2013), 136, 46 pp., arXiv: 1302.0853.
- [18] M. Alishahiha, M. R. M. Mozaffar, M. R. Tanhayi, “On the time evolution of holographic n -partite information”, *JHEP*, **09** (2015), 165, 61 pp., arXiv: 1406.7677.
- [19] O. Ben-Ami, D. Carmi, J. Sonnenschein, “Holographic entanglement entropy of multiple strips”, *JHEP*, **11** (2014), 144, 32 pp., arXiv: 1409.6305.

Поступила в редакцию 23.05.2017