

СКАЛЯРНІ ПОЛЯ ТА ГІПОТЕЗА КОСМІЧНОЇ ЦЕНЗУРИ В ЗАГАЛЬНІЙ ТЕОРІЇ ВІДНОСНОСТІ

С. Л. Парновський, О. З. Гайдамака
*Київський національний університет імені Тараса Шевченка,
Астрономічна обсерваторія,
Вул. Обсерваторна, 3, Київ, 04053, Україна
(Отримано 5 березня 2004 р.)*

Обговорено вплив деяких нестандартних скалярних полів поблизу часоподібних сингулярностей на тип та властивості цих особливостей. Головна мета дискусії — вивчити питання про справедливість гіпотези космічної цензури Пенроуза в загальній теорії відносності.

Ключові слова: загальна теорія відносності, часоподібні сингулярності, космічна цензура, скалярні поля.

PACS number(s): 04.20.Dw, 04.40.Nr

І. ВСТУП

Останнім часом астрономи відкрили багато об'єктів, які спричиняють гравітаційне поле, сильне в межах загальної теорії відносності (ЗТВ). Це об'єкти з масою в мільйони сонячних мас, які перебувають у центрах галактик, зокрема й нашої галактики Чумацький Шлях, а також компактні об'єкти з масою близько десяти мас Сонця в нашій Галактиці. Як правило, вони асоціюються з чорними дірами, але ЗТВ дає нам також і більш екзотичну альтернативу. Як відомо, багато точних розв'язків рівнянь Айнштейна мають сингулярності простору-часу. Крім простороподібних або космологічних сингулярностей, існують численні приклади часоподібних сингулярностей, які мають відділятися від нас парною кількістю горизонтів подій. Якщо такі горизонти є, тоді це чорна дірка, яка має, наприклад, ненульовий заряд й описується метрикою Райснера–Нордстрема. Якщо горизонтів немає взагалі, то ми маємо справу з так званою голою сингулярністю, яка можливо виникає в ході сильно несиметричного колапсу.

З погляду астрономічних спостережень, ми не можемо відрізнити акреційний диск навколо чорної дірки й голої сингулярності, тобто не можемо відрізнити ці два об'єкти. З погляду фізики, існування хоча б одної голої сингулярності створює деякі принципові проблеми. Наприклад, ми не можемо поставити задачу Коші для всього Всесвіту, оскільки для цього необхідно задати граничні умови біля голої сингулярності, тобто вказати, що випромінюється з голої сингулярності, а що зникає, падаючи на неї. Ця проблема привела Р. Пенроуза до висунення так званої гіпотези космічної цензури, яка забороняє утворення голих сингулярностей шляхом колапсу матерії. Власне кажучи, ця гіпотеза не виключає існування голих сингулярностей, які виникли разом з усім Всесвітом. Але з практичного погляду це не принципово, оскільки такі реліктові сингулярності на стадії інфляційного роздування Всесвіту були б винесені за горизонт подій і їх не спостерігали б астрономи.

Гіпотеза космічної цензури є тільки гіпотезою. Чис-

ленні спроби довести її математично не мали успіху. Суперечливі висновки дає й комп'ютерне моделювання процесу колапсу матерії. На думку авторів, єдина можливість довести гіпотезу космічної цензури — це дослідити властивості самих голих сингулярностей. У праці [1] Парновський подав класифікацію голих типів і взагалі часоподібних сингулярностей у ЗТВ, від простіших просторових метрик Казнера до найзагальнішого коливального розв'язку, який запропоновано у [2,3]. Виявилось, що всі сингулярності, крім коливальної, належать до одного з трьох типів: точкової, лінійної та парадоксальної. Останній є принципово новим типом, що не існує у просторах із скінченною кривиною. Він не може утворитися при колапсі, оскільки лінійна густина такої сингулярності повинна перевищувати певне критичне значення. Через відсутність негравітаційних полів не утворюється й точкова гола сингулярність, оскільки маса такої особливості є від'ємною і забезпечує гравітаційне відштовхування [1]. Таким чином, єдиними типами голих особливостей, що потенційно утворилися б шляхом колапсу є лінійні сингулярності та найзагальніший випадок коливальних сингулярностей.

Крім зростання тиску при колапсі існують ще декілька ефектів, які загальмували б колапс настільки, що він встиг би симетризуватися і привести до утворення чорної дірки. Це квантові ефекти, які можуть бути досить сильними поблизу сингулярності коливального типу, де кривина простору часу швидко змінюється у просторі й часі. Але при утворенні лінійних сингулярностей квантове випромінювання та поляризація вакууму є несуттєвою [3]. Ще одним чинником є вплив негравітаційних полів. У працях [4,5] розглянуто вплив електростатичного та скалярного полів на тип і властивості голих сингулярностей. Зокрема присутність скалярного поля приводить до того, що найзагальнішим розв'язком стає не коливальний розв'язок [2], а узагальнений просторовий розв'язок Казнера [2,4], який відрізняється практично тільки зміною сигнатури від відомого розв'язку Ліфшиця–Халатникова. Вплив векторного поля досліджено в роботі [7].

II. СКАЛЯРНІ ПОЛЯ В ЗАГАЛЬНІЙ ТЕОРІЇ ВІДНОСНОСТІ

Останніми роками зростає зацікавлення космологічними проявами скалярних полів. Зокрема серед численних моделей квінтесенції найпопулярнішими є моделі темної енергії як скалярного поля з нетривіальною залежністю для потенційної енергії. У зв'язку з цим ми розглянемо в цій статті вплив безмасових скалярних полів на властивості голих сингулярностей. Ми обмежимося стандартним видом потенціальної енергії скалярного поля. У загальній теорії відносності навіть для такого звичайного скалярного поля зберігається невизначеність, оскільки використовуються декілька варіантів його опису. Застосування принципу узагальненої коваріантності до рівняння Кляйна–Фока приводить до скалярного поля ψ з рівнянням:

$$m^2\psi + \psi_{;i}^i \equiv m^2\psi + \frac{1}{\sqrt{-g}} \frac{\partial}{\partial x^i} (\sqrt{-g} g^{ik} \psi_{;k}) = 0 \quad (1)$$

і тензором енергії-імпульсу

$$T_{ik} = \psi_{;i} \psi_{;k}^* + \psi_{;i}^* \psi_{;k} - g_{ik} (\psi_{;l}^* \psi^{;l} - m^2 \psi^* \psi). \quad (2)$$

Тут m — маса кванта поля, яке для узагальнення вважаємо комплексним. Для дійсного поля вираз (2) слід розділити на 2. У цій статті ми використовуємо сигнатуру, знаки тензора кривизни й позначення з [8]. Айнштайнівська гравітаційна стала і швидкість світла вважаються рівними 1.

Поле (1), (2), яке називають полем із мінімальним зв'язком, використовується найчастіше. Вплив такого поля на властивості голих особливостей досліджено в статтях [4,5]. Виявилось, що за наявності такого поля виникає можливість існування точкових сингулярностей із позитивною масою. У зв'язку з цим найзагальніший розв'язок рівнянь Айнштайна поблизу такої сингулярності описує саме таку точкову сингулярність.

Однак при розгляді квантових ефектів, наприклад, ефекту Казимира, найчастіше використовується безмасове конформно-інваріантне скалярне поле, яке ввів Пенроуз [9]. Його рівнянням є

$$\frac{1}{\sqrt{-g}} \frac{\partial}{\partial x^i} (\sqrt{-g} g^{ik} \psi_{;k}) - \frac{1}{6} R\psi = 0. \quad (3)$$

Загальніше рівняння містить у собі додатковий параметр зв'язку ξ

$$\frac{1}{\sqrt{-g}} \frac{\partial}{\partial x^i} (\sqrt{-g} g^{ik} \psi_{;k}) + m^2\psi - \xi R\psi = 0. \quad (4)$$

Відповідний тензор енергії-імпульсу отримали Черников і Тагіров [10], потім Колан, Коумен і Джеків [11]

$$T_{ik} = \psi_{;i}^* \psi_{;k} + \psi_{;i} \psi_{;k}^* - g_{ik} [\psi^{*;l} \psi_{;l} - (m^2 - \xi R) |\psi|^2] + 2\xi [R_{ik} - \nabla_i \nabla_k + g_{ik} \nabla_i \nabla^i] |\psi|^2. \quad (5)$$

Використовуючи (4), неважко перекоонатися, що при $m = 0$, $\xi = 1/6$ поле справді є конформно-інваріантним $T = 0$. Якщо кривина простору-часу незначна, незначною є й різниця в поведінці полів із мінімальним та немінимальним зв'язком, але поблизу сингулярності, біля якої кривина прямує до нескінченності, ця поведінка якісно відрізняється. У цій статті ми будемо розглядати вплив саме такого поля на властивості й тип голих часоподібних сингулярностей. При цьому будемо використовувати результати наших розрахунків, опубліковані в статтях [12–14]. На відміну від них ми зосередимося не на технічному боці справи, а на обговоренні отриманих результатів з погляду можливості утворення сингулярностей певних типів шляхом колапсу.

III. СКАЛЯРНЕ ПОЛЕ З НЕМІНІМАЛЬНИМ ЗВ'ЯЗКОМ НАВКОЛО НЕСКІНЧЕНОЇ МАСИВНОЇ НИТКИ

Першим кроком нашого дослідження є розв'язок рівнянь Айнштайна та аналіз отриманого простору-часу у випадку, коли метричний тензор залежить тільки від однієї просторової координати. Річ йде про статичний розв'язок, що має циліндричну симетрію. За відсутності скалярного поля таким розв'язком є просторовий розв'язок Казнера.

$$ds^2 = x^{2p_1} dt^2 - dx^2 - x^{2p_2} dy^2 - x^{2p_3} dz^2, \quad (6)$$

де три казнерівські індекси є сталими величинами, пов'язаними співвідношеннями

$$p_1 + p_2 + p_3 = p_1^2 + p_2^2 + p_3^2 = 1. \quad (7)$$

Поблизу центральної сингулярності при $x = 0$ інваріанти кривини розходяться, за винятком випадку, коли два з казнерівських індексів дорівнюють нулеві, а останній — одиниці.

Далі ми будемо розглядати випадок безмасових скалярних полів. Причиною є те, що, з одного боку, навіть для полів із мінімальним зв'язком ми не можемо точно розв'язати систему рівнянь Айнштайна при $m \neq 0$. З іншого боку, можна показати, що всіма членами, які містять масу m , можна знехтувати поблизу сингулярності в порівнянні з членами, що містять компоненти тензора кривини. Таким чином, маса скалярного поля не впливає на тип і властивості сингулярностей, а тільки забезпечує експоненційне загасання скалярного поля при віддаленні від його джерела — голої особливості.

Якщо гола особливість $x = 0$ є джерелом не тільки гравітаційного поля, але й безмасового скалярного поля з довільним немінимальним зв'язком (4), то простір-час описується метрикою, отриманою в [12], що має досить складний вигляд. Аналіз показує, що, за будь-якого значення $\xi \neq 0$, властивості такого простору-часу схожі з випадком конформно-інваріантного поля і якісно відрізняються від випадку скалярного поля з мінімальним зв'язком. Його можна записати так:

$$ds^2 = e^{2\alpha(\rho)} dt^2 - e^{2\delta(\rho)} d\rho^2 - e^{2\beta(\rho)} d\varphi^2 - e^{2\gamma(\rho)} dz^2. \quad (8)$$

Метричні коефіцієнти мають особливості при $\rho = \pm\infty$ та $\rho = \pm\rho_0(\lambda)$, де λ – величина скалярного поля. Конкретний вигляд коефіцієнтів та ρ_0 див. у [12]. Аналіз поведінки інваріантів тензора кривини та метричних коефіцієнтів поблизу від цих особливих точок показує, що точки $\rho = \pm\infty$ насправді перебувають на нескінченній відстані від точок зі скінченим значенням координати ρ . Переходячи до природної радіальної змінної $x \sim \rho^{-2}$, знаходимо, що поблизу розглянутих сингулярностей метрика набирає вигляду (6) із показниками $p_1 = p_2 = p_3 = 1/2$, які не задовольняють умови (7). Побудувавши запропоновані в [1] діаграми, що визначають тип сингулярності, можна побачити, що ця особливість є точковою сингулярністю з позитивною масою. На відміну від аналогічних сингулярностей для полів з мінімальним зв'язком, казнерівські показники в цьому випадку є фіксованими. Одна з двох особливостей $\rho = \pm\rho_0$ (яка саме залежить від знаків у розв'язку), навпаки, відповідає нескінченно віддаленій точці. Тобто інваріантна відстань між нею та точками з будь-яким близьким значенням координати ρ дорівнює нескінченності. Крім того, в ній перетворюються на нуль й інваріанти кривини. Друга з точок $\rho = \pm\rho_0$ лежить на скінченній відстані від точок з близькими координатами ρ й інваріанти кривини біля неї розбігаються.

Таким чином, отриманий розв'язок містить три незалежні розв'язки, з'єднані між собою сингулярностями. Припустимо, що нескінченності відповідає сингулярність $\rho = \rho_0$. Тоді одержаний розв'язок описує три фізично різні ситуації. Ділянка $\rho \leq -\rho_0$ містить дві істинні сингулярності $\rho = -\infty$ і $\rho = -\rho_0$, що перебувають на скінченній відстані одна від одної. Одну з них можна розглядати як джерело гравітаційного й скалярного полів, що під дією самогравітації замикають простір-час. Нагадаємо, що подібну ситуацію ми маємо при розгляді електрично зарядженої масивної нитки [3].

Ділянка $\rho \geq \rho_0$ описує джерело поля при $\rho = \infty$, оточене простором, у якому можна віддалитися від джерела на нескінченну відстань ($\rho \rightarrow \rho_0$). Це саме стосується й ділянки $-\rho_0 \leq \rho \leq \rho_0$, за винятком властивостей сингулярності $\rho = \rho_0$. При загасанні скалярного поля $\lambda \rightarrow 0$ ми маємо $\rho_0 \rightarrow \infty$ і ця ділянка розширюється на всю вісь, а отриманий розв'язок переходить у вакуумну метрику (6,7). Таким чином, властивості полів із будь-яким немінимальним зв'язком, додатним чи від'ємним, є подібними і принципо-

во відрізняються від властивостей поля з мінімальним зв'язком.

IV. УЗАГАЛЬНЕННЯ МЕТРИКИ ЗІПОЯ–ВУРХІЗА У ВИПАДКУ, КОЛИ ЦЕНТРАЛЬНА ГОЛА СИНГУЛЯРНІСТЬ Є ТАКОЖ ДЖЕРЕЛОМ КОНФОРМНО-ІНВАРІАНТНОГО СКАЛЯРНОГО ПОЛЯ

На жаль, сингулярність у просторі-часі з циліндричною симетрією повинна мати нескінченну довжину. Ця обставина заважає побудові діаграм, що визначають тип особливості. Тому, цікавішим, але й технічно складнішим є пошук розв'язків, що мають сингулярність зі скінченною довжиною. За відсутності скалярного поля найпростішим прикладом подібного розв'язку є відома метрика Зіпоя–Вурхіза [15,16]

$$ds^2 = \text{th}^{2\mu} \frac{v}{2} \times dt^2 - \frac{L^2}{4} \text{sh}^2 v \times \text{th}^{-2\mu} \frac{v}{2} \times \left[\left(1 + \frac{\cos^2 u}{\text{sh}^2 v}\right)^{1-\mu^2} (du^2 + dv^2) + \cos^2 u \times d\varphi^2 \right]. \quad (9)$$

Вона описує статичний, аксіальний симетричний простір-час, що відповідає частинковому випадку метрики Вайля, яка має в допоміжному координатному просторі джерело у вигляді нитки довжиною L з постійною лінійною густиною μ . Залежно від останньої величини ми маємо справу з різними типами сингулярностей $v = 0$. При $\mu = 0$ розв'язок (9) описує плоский простір-час у координатах витягнутого еліпсоїда обертання. При $\mu = 1$ він є еквівалентним метриці Шварцшильда, при цьому $v = 0$ відповідає горизонтові чорної діри. У всіх випадках, крім цих двох, сингулярність $v = 0$ є істинною особливістю з нескінченними інваріантами кривини. При $\mu < 0$ вона є точковим джерелом з від'ємною масою. При $0 < \mu < 1$ ми маємо справу з лінійною сингулярністю з додатною масою. При $\mu > 1$ сингулярність має парадоксальний тип та додатну масу. При $\mu \geq 2$ виникає додатковий ефект. На кінцях нитки з'являються дві сингулярності за напрямком, що відповідають нескінченно віддаленим точкам, які з'єднані парадоксальною сингулярністю. У цьому разі простір-час (9) має три різні просторові нескінченності. У всіх випадках маса особливості описується виразом $M = \mu L/2$. Ці дані отримано при аналізі метрики (9), проведеному у статті [1].

Зрозуміло, що розгляд додаткового скалярного поля може тільки ще більше заплутати і так непросто поведінку простору-часу. Але він є необхідним для того, щоб надійно визначити тип сингулярностей за допомогою діаграм. Узагальнення метрики (9) у випадку, коли сингулярність є джерелом безмасового скалярного поля з мінімальним зв'язком, було знайдено в статті [4]. Аналіз показав, що вплив скалярного поля дає можливість існуванню точкового джерела з

додатною масою. У статті [13] знайдено узагальнення розв'язку Зіпоя–Вурхіза на випадок, коли особливість є джерелом конформно-інваріантного скалярного поля Пенроуза. На відміну від попередніх результатів із нескінченною сингулярністю, знайдено розв'язок за певного значення параметра зв'язку ξ . Однак якісна подібність результатів при різних ξ , отримана для нескінченних особливостей, дає привід сподіватися, що

типи сингулярностей, які є джерелом гравітаційного та конформно-інваріантного поля, будуть притаманні іншим скалярним полям з довільним немінимальним зв'язком.

Узагальнення метрики Зіпоя–Вурхіза (9) на випадок, коли нитка є також і джерелом конформно-інваріантного поля, знайдено в статті [13]. Воно має вигляд

$$ds^2 = e^{2\alpha(v)} \operatorname{th}^{2\mu} \frac{v}{2} dt^2 - \frac{L^2}{4} \operatorname{sh}^2 v \times \operatorname{th}^{-2\mu} \frac{v}{2} \times \left[e^{2\beta(v)} \left(1 + \frac{\cos^2 u}{\operatorname{sh}^2 v} \right)^{1-\mu^2} \times (du^2 + dv^2) + e^{2\gamma(v)} \cos^2 u \times d\varphi^2 \right] \quad (10)$$

Функції α , β та γ мають вигляд

$$\alpha = \ln \left[\frac{1}{2} \left(1 + \operatorname{th}^p \frac{v}{2} \right) \right] + \left(\pm \sqrt{\mu^2 - \frac{3}{4}p^2} - \mu - \frac{p}{2} \right) \ln \operatorname{th} \frac{v}{2} \quad (11)$$

$$\beta = \gamma = \ln \left[\frac{1}{2} \left(1 + \operatorname{th}^p \frac{v}{2} \right) \right] + \left(\mu - \frac{p}{2} \mp \sqrt{\mu^2 - \frac{3}{4}p^2} \right) \ln \operatorname{th} \frac{v}{2} \quad , \quad (12)$$

а поле ψ залежить тільки від координати v і характеризується параметром p . Подібну функціональну залежність має метрика також для електростатичного і скалярного полів з мінімальним зв'язком [5]. Величина поля

$$\psi = \sqrt{3} \frac{1 - \operatorname{th}^p \frac{v}{2}}{1 + \operatorname{th}^p \frac{v}{2}} \quad (13)$$

прямує до $\sqrt{3}$ при $v=0$ і до нуля при $v \rightarrow \infty$. Видно, що скалярний заряд особливості обмежений зверху $\mu^2 \geq \frac{3}{4}p^2$. Якщо $p \rightarrow 0$, то поле ψ істотно падає при величинах v порядку $\exp(-p^{-1})$. Легко бачити, що єдиною особливістю є $v = 0$. Вдалині від неї простір-час стає асимптотично плоским, записаним у витягнутих сферичних координатах. При $v \rightarrow \infty$ вони зв'язані зі сферичними перетворенням $r \rightarrow \frac{L}{4}e^v$.

Розгляньмо простір-час поблизу особливості $v = 0$. На великій відстані від кінців особливості ($u = \pm\pi/2$), наприклад при $u \approx 0$, розв'язок приймає асимптотичний вигляд

$$ds^2 \xrightarrow{v \rightarrow 0} Av^{2q_1} dt^2 + Bv^{2q_3} (du^2 + dv^2) + Cv^{2q_2} d\varphi^2, \quad (14)$$

де $A, B, C = \text{const}$, а

$$2q_1 = \pm \sqrt{4\mu^2 - 3p^2} - p,$$

$$2q_3 = 2\mu^2 - p \mp \sqrt{4\mu^2 - 3p^2},$$

$$2q_2 = 2 - p \mp \sqrt{4\mu^2 - 3p^2}. \quad (15)$$

При будь-яких припустимих значеннях параметрів p, μ ми маємо $q_3 > -1$ і особливість перебуває на скінченній відстані від точок з ненульовим v , тобто не є сингулярністю за напрямком. Перейдімо до змінної $x = v^{1+q_3}$ і змінимо масштаби по осях. Тоді асимптота (14) матиме казнерівський вигляд (6) з показниками p_i , що дорівнюють

$$p_i = \frac{q_i}{1 + q_3} \quad (16)$$

і не зв'язані казнерівськими співвідношеннями (7).

Знаки p_i збігаються зі знаками q_i . За (15) ми можемо розбити всю ділянку зміни μ і відношення $p/|\mu|$ (воно лежить в інтервалі від 0 до $2/\sqrt{3}$) на 9 зон, у яких показники p_i мають певний знак (див. рис. 1). Ці знаки визначають вигляд діаграми, введеної в [1], за якою можна визначити тип сингулярності. При цьому, говорячи про знак маси, ми розглядаємо масу самої особливості, не додаючи до неї енергії скалярного поля. Зоні I ($p_1, p_3 > 0, p_2 < 0$) відповідає введений у [1] парадоксальний тип сингулярності з додатною масою. У зоні II (знаки $+-$) особливість $v = 0$ є поверхнею і має додатну масу. Зона III ($++$) охоплює ділянку лінійних особливостей із додатною густиною маси. В інших 6 зонах сингулярність має від'ємну масу. Загальна маса особливості й поля при цьому може бути додатною. Зони IV і VI ($-++$) відповідають точковим особливостям, зони V і IX ($--+$) — парадоксальним, а зони VII і VIII ($-+-$) — лінійним.

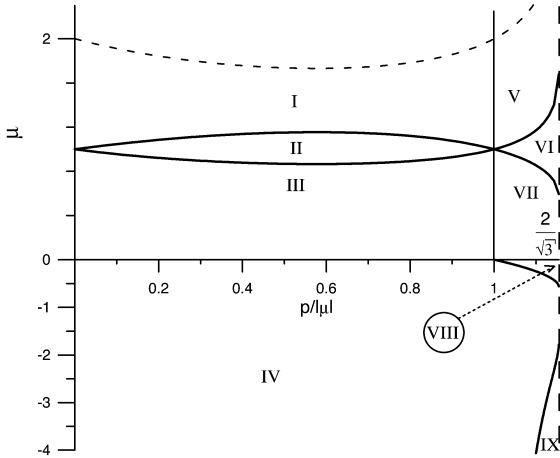


Рис. 1. Ділянки різних типів голих сингулярностей. Масштаби двох півосей ординат відрізняються.

Отримана картина істотно відрізняється від досліджуваного в [4] випадку аналогічної метрики (10), у якій особливість є джерелом безмасового скалярного поля з мінімальним зв'язком. Можливість точкової сингулярності з додатною масою, що там виникає, в розглянутому випадку не спостерігається. Зате при як завгодно малому скалярному заряді в околі $\mu = 1$ з'являється ділянка поверхневих особливостей, що розділяє ділянки лінійних і парадоксальних типів сингулярності. При перевищенні граничного значення $p = \mu$ можливі особливості нових типів — лінійні й парадоксальні з від'ємною масою.

Особливого розгляду потребують кінці особливостей — точки $v = 0, u = \pm\pi/2$. Уже за відсутності скалярного поля при $\mu \geq 2$ в них є дві сингулярності за напрямком, що відповідають нескінченно віддаленим точкам [1]. Рухаючись до них уздовж осей $\cos u = 0$, ми одержуємо асимптотичний вигляд простору-часу (14) із тими ж q_1 і q_2 (15), але з

$$q_3 = 2 - p \mp \sqrt{4\mu^2 - 3p^2}. \quad (17)$$

Додаткові просторові нескінченності виникають при $q_3 < -2$. На рис. 1 їхні межі проведено штриховою лінією. Мінімальне значення μ , при якому виникають сингулярності за напрямком, падає до $\mu = \sqrt{3}$ при $p = 1$. У ділянці $\mu < 0$ подібні особливості можливі лише за наявності конформно-інваріантного скалярного поля. Як видно з цього аналізу, серед типів особливості відсутні точкові джерела з додатною масою, які виникали при нескінченно довгій нитці. На жаль, ми не можемо з'ясувати, чи можливі по-

дібні типи сингулярностей при інших значеннях параметра зв'язку ξ , оскільки не можемо розв'язати для цього випадку систему рівнянь Айнштайна. Відзначимо також, що за наявності конформно-інваріантного скалярного поля сингулярність $v = 0$ залишається істинною навіть при $\mu = 1$. Тому в центральній частині простору-часу центральним джерелом скалярного поля є не чорна діра, а гола особливість. Це підтверджує висновки праці [17].

Тепер ми можемо зробити деякі висновки відносно того, чи може наявність скалярних полів з немінімальним зв'язком, змінити тип сингулярності так, що це буде впливати на справедливість гіпотези космічної цензури Пенроуза. Як ми вже згадували, для поля з мінімальним зв'язком будь-який як завгодно малий скалярний заряд приводить до якісної зміни типу найзагальнішого розв'язку поблизу особливості [4]. У полі з немінімальним зв'язком цього не відбувається. Усі екзотичні типи сингулярності вимагають мінімального граничного значення скалярного заряду і, отже, не виникають при колапсі. Тобто якщо гіпотеза космічної цензури є неправильною, то при колапсі можуть виникати тільки особливості лінійного або коливального типу, а описані в цій статті нові види сингулярностей можуть утворюватися тільки при еволюції самої голої особливості.

V. ВПЛИВ СКАЛЯРНОГО ПОЛЯ КОРКІНОЇ-ГРИГОР'ЄВА НА ВЛАСТИВОСТІ ЧАСОПОДІБНИХ СИНГУЛЯРНОСТЕЙ

Зазначимо, що, крім уже згаданих скалярних полів з мінімальним та немінімальним зв'язком, теоретики запропонували ще інші варіанти. Один з них — це нелінійне безмасове скалярне поле, яке запропонували Коркіна та Григор'єв у статті [18]. Його густина лагранжіана, рівняння та тензор енергії-імпульса мають вигляд

$$L = -(\psi_{,i}\psi^{,i})^2. \quad (18)$$

$$\psi_{,i}\psi^{,i}\psi^{,k}_{;k} + 2\psi^{,i}\psi^{,k}\psi_{;ik} = 0 \quad (19)$$

$$T_{ik} = -4(\psi_{,l}\psi^{,l})\psi_{,i}\psi_{,k} + g_{ik}(\psi_{,l}\psi^{,l})^2. \quad (20)$$

У статті [13] знайдено розв'язок рівнянь Айнштайна для випадку, коли нескінченна нитка є одночасно джерелом гравітаційного поля та такого скалярного поля. Останнє характеризується параметром η . Розв'язок є таким:

$$ds^2 = -\frac{dV^2}{1 + \eta^4 V^{\frac{2}{3}}} + F^2 \left[C_1 \left(\frac{V}{F^3} \right)^{2p_1} dt^2 - C_2 \left(\frac{V}{F^3} \right)^{2p_2} dy^2 - C_3 \left(\frac{V}{F^3} \right)^{2p_3} dz^2 \right],$$

$$F = \frac{1}{2} \left(1 + \sqrt{1 + \eta^4 V^{\frac{2}{3}}} \right), \quad C_1, C_2, C_3 = \text{const}, \quad \psi = \frac{1}{2} \sqrt{3\eta} \frac{V^{\frac{2}{3}}}{F}, \quad (21)$$

де p_1, p_2, p_3 — набір казнерівських показників, що пов'язані співвідношенням (7). Для дослідження впливу поля Коркіної–Григор'єва на справедливість гіпотези космічної цензури нас цікавить насамперед область поблизу сингулярності $V = 0$. При малих V ми маємо $F \xrightarrow{V \rightarrow 0} 1$ і (21) поблизу сингулярності $V = 0$ асимптотично переходить у вакуумну метрику Казнера. Поле ψ при цьому прямує до нуля. Таким чином, поле Коркіної–Григор'єва практично не впливає на простір-час поблизу сингулярності й не може змінювати її типу. Зрозуміло, що хід колапсу матерії, що має заряд такого гіпотетичного поля, не відрізняється від ходу звичайного колапсу. На жаль, не існує розв'язків рівнянь Айнштайна за наявності поля Коркіної–Григор'єва, які узагальнювали б метрику Зіпоя–Вурхіза у вигляді (10).

VI. ВИСНОВКИ

Ми розглянули вплив скалярного поля з немінімальним зв'язком та нелінійного скалярного поля Коркіної–Григор'єва [18] на тип та властивості голих часоподібних сингулярностей у ЗТВ. Передусім нас цікавило питання впливу полів на справедливість гіпотези космічної цензури. Незважаючи на те, що за наявності конформно-інваріантного скалярного поля можливі сингулярності незвичайних типів, усі вони не можуть виникати безпосередньо шляхом колапсу. Отже, залишаються справедливими висновки про те, що при колапсі не можуть утворюватися ніякі голі сингулярності, крім лінійних або коливальних. Натомість, при скалярному полі з мінімальним зв'язком можливе утворення точкових голих сингулярностей з додатною масою [6].

- [1] С. Л. Парновский, Журн. эксп. теор. физ. **88**, 1921 (1985).
 [2] S. L. Parnovsky, Physica **104**, 210 (1980).
 [3] S. L. Parnovsky, Class. Quantum Gravit. **7**, 571 (1990)
 [4] S. L. Parnovsky, Phys. Lett. A **73**, 153 (1979).
 [5] С. Л. Парновский, Журн. эксп. теор. физ. **76**, 1162 (1979).
 [6] С. Л. Парновский, Журн. эксп. теор. физ. **94**, 15 (1988).
 [7] С. Л. Парновский, Тез. докл. 2-го Всесоюзн. семинара. "Точные решения ур-ний грав. поля и их физ. интер-ция", (Тарту, 1988), с. 13.
 [8] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Теория поля (Наука, Москва, 1973).
 [9] R. Penrose, Relativity, groups and topolog (Gordon and Breach, N.Y.-Land, 1964).
 [10] N. A. Chernikov, E. A. Tagirov, Ann. Inst. Henri Poincare **9**, 109 (1968).
 [11] C. G. Callon, S. Coleman, R. Jackiv, Ann. Phys. (N.Y.) **59**, 42 (1970).
 [12] С. Л. Парновський, О. З. Гайдамака, Укр. фіз. журн. **48**, 1001 (2003).
 [13] С. Л. Парновський, О. З. Гайдамака, Укр. фіз. журн. **49**, № 3, (2004) (у друці).
 [14] С. Л. Парновський, О. З. Гайдамака, Укр. фіз. журн. **49**, №5, (2004) (у друці).
 [15] D. M. Zipoy, J. Math. Phys. **7**, 1137 (1966).
 [16] V. H. Voorhees, Phys. Rev. **2**, 2119 (1970).
 [17] К. А. Бронников, В. Н. Мельников, Пробл. теор. грав. элемент. частиц. **5**, 80 (1974).
 [18] М. П. Коркіна, С. Б. Григор'єв, Укр. фіз. журн. **29**, 1153 (1984).

SCALAR FIELDS AND COSMIC CENSORSHIP HYPOTHESIS IN GENERAL RELATIVITY

S. L. Parnovsky, O. Z. Gaydamaka

Kyiv Taras Shevchenko National University, Astronomical Observatory
 3, Observatorna St., Kyiv, UA-04053, Ukraine

We discuss an influence of the presence of some nonstandard scalar fields in the vicinity of naked time-like singularity on the type and properties of this singularity. The main goal is to study the validity of the Penrose's Cosmic Censorship hypothesis in the General Relativity.