ҚАЗАҚСТАН РЕСПУБЛИКАСЫ ҒЫЛЫМ ЖӘНЕ ЖОҒАРЫ БІЛІМ МИНИСТРЛІГІ

«Л.Н. ГУМИЛЕВ АТЫНДАҒЫ ЕУРАЗИЯ ҰЛТТЫҚ УНИВЕРСИТЕТІ» КЕАҚ

Студенттер мен жас ғалымдардың
«ǴYLYM JÁNE BILIM - 2024»
XIX Халықаралық ғылыми конференциясының
БАЯНДАМАЛАР ЖИНАҒЫ

СБОРНИК МАТЕРИАЛОВ
XIX Международной научной конференции
студентов и молодых ученых
«ǴYLYM JÁNE BILIM - 2024»

PROCEEDINGS
of the XIX International Scientific Conference
for students and young scholars
«ǴYLYM JÁNE BILIM - 2024»

2024
Астана

УДК 001
ББК 72
G99

«ǴYLYM JÁNE BILIM – 2024» студенттер мен жас ғалымдардың XIX Халықаралық ғылыми конференциясы = XIX Международная научная конференция студентов и молодых ученых «ǴYLYM JÁNE BILIM – 2024» = The XIX International Scientific Conference for students and young scholars «ǴYLYM JÁNE BILIM – 2024». – Астана: – 7478 б. - қазақша, орысша, ағылшынша.

ISBN 978-601-7697-07-5

Жинаққа студенттердің, магистранттардың, докторанттардың және жас ғалымдардың жаратылыстану-техникалық және гуманитарлық ғылымдардың өзекті мәселелері бойынша баяндамалары енгізілген.

The proceedings are the papers of students, undergraduates, doctoral students and young researchers on topical issues of natural and technical sciences and humanities.

В сборник вошли доклады студентов, магистрантов, докторантов имолодых ученых по актуальным вопросам естественно-технических и гуманитарных наук.

УДК 001
ББК 72
G99

ISBN 978-601-7697-07-5

$$XF_X^2 = ka^{-6} \quad (37)$$

Уравнение (37) говорит нам, что возможные решения *X(a)* и, следовательно, поведение всех физических свойств k-эссенции (таких как ρ, p и w) в зависимости от масштабного фактора, полностью определяются уравнением функции *F(X)* и не зависят от эволюции других типов плотности энергии. Единственная зависимость компонента k-essence на другие компоненты поступает через *a(t).* Одним из последствий этого является исключение возможности возможность отслеживания решений , которые автоматически

следует уравнению состояния доминирующей формы материи во Вселенной. Отслеживание поведения возможно в общих моделях k-эссенции, которые действительно имеют φ-зависимость.

В данной статье мы рассмотрели процессы расширения Вселенной, используя как основу общую теорию относительности, так и теорию к- эссенции. Мы вывели соответствующие полевые уравнения и обнаружили их частные решения, которые согласуются с современными астрономическими данными.

Список использованных источников

1. J. Garriga and V.F. Mukhanov, Phys. Lett. – 1999. – Vol. 458, – P. 219.

2. Armendariz-Picon C., Damour T., Mukhanov V.F. k-inflation // Physical Letters B. – 1999. – Vol. 458, 7, – P. 209-218.

3. T. Chiba, T. Okabe, M. Yamaguchi, Phys. Rev. –2000.– P. 62,

4. C. Armendariz-Picon, V. Mukhanov, and P.J. Steinhardt, Phys. Rev. Lett. – 2000. – Vol. 85,– P.205.

5. Roland de Putter and Eric V. Linder, Kinetic k-essence and Quintessence // Berkeley Lab & University of California B. – 2018 – P. 2-3.

УДК 544.034, 537.56, 676.014.364

ТЕПЕ-ТЕҢ ЕМЕС ӘЛСІЗ ИОНДАЛҒАН ИІСТЕГІ ФЛУКТУАЦИЯ

Үсіпқызы Торғын

torgyn.usypqyzy@mail.ru

Л.Н.Гумилев атындағы Еуразия Ұлттық Университетінің 6В05304 «Физика» мамандығы бойынша 4-курс білім алушысы.

Ғылыми жетекшісі: Профессор, PhD, ф.-м.ғ.к. Мырзақұл Ш. Р.

Кілттік сөздер: Иондалған иіс, флуктуация, корреляция.

Бұл мақалада әлсіз иондалмаған иістің стационарлы тепе-тең емес күйіндегі, электрондардың таралу функциясының флуктация тербелістерін қарастырамыз; иіс кеңістікте біртекті таралған және тұрақты біртекті $\mathbf{E}$ электр өрісінде орналасқан. Қарастырылып отырған жүйе үшін таралу функциясының флуктуациясы емес, электр тоғының тығыздығына $\mathbf{j}$ байланысты флуктуациялар ерекше қызғушылық тудырады.

Иіс - бұл қазіргі таңда өте өзекті мәселелердің бірі. Барлық тіршілік иелерін алатын болсақ, табиғатта жануарларда иіс сезу мүшелері өте жақсы дамыған. Иіс мәселесі химиялық, биологиялық, психологиялық жағынан қарқынды жақсы дамыған. Ал физикалық жағына келетін болсақ нақты қорытынды жасалып, белгілі бір зерттеулер өте аз, жоқтың қасы. Иіс жалпы ол да газдың бір түрі, иістің қандайда толқындық таралуы, молекулалардың импульстік соқтығысуы, диффузиясы, электр өрісі арқылы біздің ортада таралады. Біз қазіргі таңда иістің таралуын, оның диффузиялық әрекеттесуіне физикалық зерттеу жұмыстарын жүргізіп жатырмыз. Біздің басты мақсатмыз иісті толық зерттеп, адамдардың спецификалық қабілеттерін басқару. Қазіргі таңда иіс сезу мүшесін пайдаланып, миды алдау арқылы дұрыс тамақтану, яғни газдалған сусындарды таза табиғи қоспасыз су ішуге айналдырып жатыр. Ол дегеніміз су бөтелкесінің басына аромотизаторлар қою арқылы, әртүлі сусын иістерін қолданып миды алдау арқылы жүзеге асуда. Біз болашақ ғалым ретінде иістер арқылы адам өміріне пайдалы жаңалықтар ашып енгізгіміз келеді.

Газ кинетикалық теңдеуді қанағаттандыратын $\bar{f}(\mathbf{r},\Gamma)$ белгілі бір таралу функциясы бар стационарлық, бірақ тепе-теңдіксіз күйде болсын. $\bar{f}$ функциясы f_0 тепе-теңдік таралу функциясынан өте өзгеше болуы мүмкін, сондықтан $\mathrm{St}\,\bar{f}$ соқтығысу интегралы $\bar{f}-f_0$ айырмасы арқылы сызықтық емес деп есептелмейді.

[2] жұмыстың авторлары флуктуацияның күшеюі арқылы иіс бактерияларының сезімталығын датчикпен зерттеген. Нәтижесінде датчиктің стохастикалық сигнал спектірінің қуат тығыздығын ғана қолданған жағдайда да бактарияларды анықтайтынын көрсеткен.

Ал біз $f(t,\mathbf{r},\Gamma)$ таралу функциясының $\bar{f}(\mathbf{r},\Gamma)$ қатысты флуктуациясын есептеу есебін қойдық. Бұл флуктуациялар қайтадан $t=t_1-t_2$ берілген айырмашылық үшін уақыт бойынша орташалау әдеттегі әдіспен орындалатын корреляторлмен сипатталатын болады және коррелятор тек t-ге тәуелді болады. $\bar{f}(\mathbf{r},\Gamma)$ біркелкі емес бөлінуіне байланысты, алайда, коррелятор енді $\mathbf{r}_1$ және $\mathbf{r}_2$ координаталарына бөлек тәуелді болады, және олардың айырмашылығынан ғана емес.

Бізді тербелістердің кеңістік корреляциялық флуктациясы емес, уақыт ғана қызықтырады. Содан кейін координатаға тәуелді нақты (ауытқып тұратын) таралу функциясының орнына $f(t,\mathbf{r},\mathbf{p})$ бүкіл иіс таралу көлемі бойынша орташаланған функцияны енгізу мағынасы бар.

$$f(t,\mathbf{p})=\frac{1}{v}\int f(t,\mathbf{r},\mathbf{p})d^3x. \qquad (1)$$

(оны осы мақалада $\mathbf{r}$ аргументінсіз f әріпімен белгілейміз); бұл функция уақыт бойынша ғана өзгереді. $\bar{f}(\mathbf{p})$ функциясы, оған қатысты f флуктуацияланады. Бұл шамалардың корреляторлары бір-бірімен айқын формула бойынша байланысады.

$$< \delta j_\alpha(t)\delta t_\beta(0) >= e^2 \int < \delta f(t,\mathbf{p})\delta f(0,\mathbf{p}') > \vartheta_\alpha \vartheta'_\beta d^3 p d^3 p', \qquad (2)$$

және $\delta \mathbf{j}$ тоқ тығыздығының флуктуациясы бар, орташа иіс көлеміне негізделген.

Осылайша бізде теңдеу :

$$\frac{\partial \mathbf{g}}{\partial t} - e\left(\mathbf{E}\frac{\partial}{\partial p}\right)\mathbf{g} = \frac{1}{p^2}\frac{\partial}{\partial p}\left[p^2 B\left(\frac{\vartheta}{T}\mathbf{g} + \frac{\partial \mathbf{g}}{\partial p}\right)\right] - N\vartheta \int [\mathbf{g}(t,p,\theta) - \mathbf{g}(t,p,\theta')]d\sigma. \qquad (3)$$

Мұнда әртүрлі моменттері бар электрондар арасында бір мезгілде корреляцияны орнататын механизм жоқ және функцияның бастапқы шарты $\mathbf{g}(t,\mathbf{p})$ тепе-теңдік күйіндегідей болады. Мәселе иістің бүкіл көлемі бойынша орташаланған таралу функциясының флуктуациясы туралы болғандықтан, бөлшектер (электрондар) санның тұрақтылығын ескеру қажет, бізде:

$$< \delta f(0,\mathbf{p})\delta f(0,\mathbf{p}') >= \frac{1}{v}\left[\bar{f}(\mathbf{p})\delta(\mathbf{p}-\mathbf{p}') - \frac{1}{N_e}\bar{f}(\mathbf{p})\bar{f}(\mathbf{p}')\right], \qquad (4)$$

N_e-электрон тығыздығы, мұндағы бастапқы функция үшін $\mathbf{g}(0,\mathbf{p}) = \frac{1}{\wp}\bar{f}(p)(\mathbf{v}-\mathbf{V}),$ мұндағы $\mathbf{V}$ - таралу $\bar{f}(p)$ күйдегі электрондардың орташа жыламдығы. $\mathbf{V}$ -жылдамдығы $\mathbf{E}$ өрісінің бойымен бағытталған түрде жазайық, $\mathbf{V} = -eb\mathbf{E},$ мұндағы b -қозғалыс. Электрондардың жалпы санының тұрақтылығы ол $\int \delta f d^3 p = 0,$ деп басталады, демек $\int \mathbf{g}(t,\mathbf{p}) d^3 p = 0.$

Біз бір жақты Фурье түрлендіруін орындаймыз оны 0 мен ∞ аралығында $e^{i\omega t}$ көбейтеміз және интегралдаймыз. Бұл жағдайда $\mathbf{g}(\infty, p) = 0$ мүшесі бастапқы шартты ескере отырып, нәтижесінде

$$-i\omega \mathbf{g}^{(+)} - e\left(\mathbf{E}\frac{\partial}{\partial p}\right)\mathbf{g}^{(+)} - \frac{1}{p^2}\frac{\partial}{\partial p}\left[\frac{mTp^3}{Ml}\left(\frac{\vartheta}{T}\mathbf{g}^{(+)} + \frac{\partial \mathbf{g}^{(+)}}{\partial p}\right)\right] + N_e\vartheta \int [\mathbf{g}^{(+)}(\mathbf{p}) - \mathbf{g}^{(+)}(\mathbf{p}')]d\sigma = \frac{1}{v}\bar{f}(\mathbf{p})(\mathbf{v}-\mathbf{V}), \qquad (5)$$

онда $\mathbf{g}^{(+)}(\omega,\mathbf{p}) = \int_0^\infty e^{i\omega t}\mathbf{g}(t,\mathbf{p})d^3 p.$ $\int \mathbf{g}(t,\mathbf{p})d^3 p = 0,$ арқылы бұл теңдеуді қосымша шарт бойынша шешу керек $\int \mathbf{g}^{(+)}(\omega,\mathbf{p})d^3 p = 0.$

Егер (5) теңдеудің шешімі табылса, онда қажетті спектрлік ағымдағы коррелятордың орталық кеңеюін қарапайым интегралдау арқылы табуға болады. Жазып алатын болсақ:

$$(j_\alpha j_\beta)_\omega = \int_{-\infty}^{\infty} dt \int e^{i\omega t} < \delta f(t,\mathbf{p})\delta f(0,\mathbf{p}') > \vartheta_\alpha \vartheta'_\beta d^3 p d^3 p', \tag{6}$$

содан кейін

$$(j_\alpha j_\beta)_\omega = e^2 \int \left\{ g_\beta^{(+)}(\omega,\mathbf{p})\vartheta_\alpha + g_\alpha^{(+)}(-\omega,\mathbf{p})\vartheta_\beta \right\} d^3 p, \tag{7}$$

аламыз.

Төменде біз нақты мән үшін ұзындығы $l = const$ деп есептейміз. Тепе-теңдік күйде, электр өрісі болмаған кезде функция $\bar{f}$ тепе-теңдік Максвеллдік үлестірім $f_0(p)$ (5) теңдеудің шешімі болады.

$$\mathbf{g}^{(+)} = \frac{\mathbf{p}}{p} \frac{f_0(p)}{v} \frac{l}{1 - i\omega l / \vartheta}, \tag{8}$$

байқай отырып, оны тексеру оңай $\int (\mathbf{p} - \mathbf{p}') d\sigma = \sigma_t \mathbf{p}.$

Егер $\omega\tau_p << 1$ ($\tau_p \sim l / \vartheta_T$ импульстің бағыттар бойынша релаксация уақыты қай жерде болса), онда (7) теңдеуінде $-i\omega l / \vartheta$ мүшесін елемеуге болады. Содан кейін (8) интегралды есептеу нәтижеге әкеледі.

$$(j_\alpha j_\beta)_\omega = \frac{2T\sigma}{v} \delta_{\alpha\beta}, \tag{9}$$

$\sigma = e^2 N_e b_0$ - әлсіз өрістегі иистің өткізгіштігі әлсіз өрістегі қозғалыс. Нәтижесінде (9) тепе-теңдік тоқ флуктуацияларының жалпы Найквист формуласына сәйкес келеді. Иистің цилиндрлік көлемін x осі бойынша қарастырайық. $J = j_x S$, тоқтың тығыздығы көлемі бойынша орташаланған қимасының ауданы. (9) бастап, онда $(J^2)_\omega = \frac{2T\sigma S^2}{v} = \frac{2T\sigma S}{L} = \frac{2T}{R}$, мұндағы $L = v / S$ үлгінің ұзындығы, ал $R = L / \sigma S$ кедергісі. $E \neq 0$ кезінде (5) жуықтаулар арқылы шешіледі. Бірақ (5) теңдеуі скаляр функцияны анықтаса, векторлық функция үшін кеңеюдің бірінші мүшелерін (екі векторға байланысты - тұрақты $\mathbf{E}$ және айнымалы $\mathbf{p}$) түрінде жазамыз.

$$\mathbf{g}^{(+)}(\omega,\mathbf{p}) = h(\omega, p)\mathbf{n} + \mathbf{e}\left\{ g_0(\omega, p) + \mathbf{ne} g_1(\omega, p) \right\}, \tag{10}$$

және $g_1 << g_0$ (мұнда $\mathbf{n} = \mathbf{p} / p$, $\mathbf{e} = \mathbf{E} / E$). $\bar{f}(\mathbf{p})$ функциясы $\bar{f}(\mathbf{p}) = f_0(p) + \mathbf{ne} f_1(p)$

Тағыда $\omega\tau_p << 1$ деп алатын болсақ, тақ шарттарды жинау арқылы аламыз: $\frac{\vartheta}{l}\{h\mathbf{n} + g_1\mathbf{e}(\mathbf{ne})\} - \mathbf{e}(\mathbf{e}\frac{\partial g_0}{\partial \mathbf{p}})eE = \frac{f_0\mathbf{v}}{v}$, мұнда жазылмаған мүшелер өте аз шамада (m/M қатысты) жазылғандармен салыстырғанда. Демек, $h(p) = \frac{l}{v} f_0(p), g_1(\omega, p) = \frac{eElm}{p}\frac{\partial g_0(\omega, p)}{\partial p}$, p -дегі жұп мүшелеріне келетін болсақ, олар (10) өрнегінің қалаған функцияның кеңеюінің мәні тек бірінші мүшелерін беретініне сәйкес, $\mathbf{p}$ бағыттары бойынша орташа мәні алынғаннан кейін ғана (5) теңдеуді қанағаттандыруы керек. Қарапайым есептеуден кейін (($h(p) = \frac{l}{v} f_0(p), g_1(\omega, p) = \frac{eElm}{p}\frac{\partial g_0(\omega, p)}{\partial p}$) өрнектерін қолданып) $g_0(\omega, p)$ функциясы үшін келесі теңдеуді аламыз:

$$-i\omega g_0 + \frac{1}{p^2}\frac{\partial}{\partial p}(p^2 S) = \frac{1}{v}\left\{eEbf_0 + \frac{2eEl}{3p}\frac{\partial}{\partial p}pf_0\right\}, \tag{11}$$

онда

$$S = -\frac{1}{lM}\left(p^2 g_0 + mpT\frac{\partial g_0}{\partial p}\right) - \frac{e^2E^2lm}{3p}\frac{\partial g_0}{\partial \mathbf{p}}. \tag{12}$$

Бұл теңдеуді шарт бойынша шешу керек $\int g_0(\omega, p)d^3p = 0$, (8) оған (10) ауыстырылған кезде төмендейді.

Белгілі бір $\mathbf{g}^{(+)}$ функциясын пайдаланып, қажетті тоқ корреляторы (7) формула бойынша анықталады. Кеңейтудің (10) және оған ($h(p) = \frac{l}{v} f_0(p), g_1(\omega, p) = \frac{eElm}{p}\frac{\partial g_0(\omega, p)}{\partial p}$) көмегімен қарапайым түрлендіруді ауыстырғанда:

$$(j_\alpha j_\beta)_\omega = \delta_{\alpha\beta}\frac{2e^2l}{3v}\int \vartheta f_0 d^3p - E_\alpha E_\beta\frac{2le^3}{3E}\int[g_0(\omega, p) + g_0(-\omega, p)]\frac{d^3p}{p}. \tag{13}$$

($h(p) = \frac{l}{v} f_0(p), g_1(\omega, p) = \frac{eElm}{p}\frac{\partial g_0(\omega, p)}{\partial p}$) теңдеуіндегі $i\omega g_0$- мүшесінің мәні $\omega \sim m\vartheta/Ml$, яғни $\omega\tau_\varepsilon \sim 1$ кезінде τ_ε- электрон энергиясы бойынша релаксация уақыты. Демек тоқ тербелістерінің дисперсиясы осы жиіліктерде басталады.

Жалпы жағдайда ($h(p)=\frac{l}{v}f_0(p), g_1(\omega,p)=\frac{eElm}{p}\frac{\partial g_0(\omega,p)}{\partial p}$) теңдеу өте күрделі. Көрнекілік үшін $\omega\tau_\varepsilon << 1$ жиіліктер және $\gamma >> 1$ шартын қанағаттандыратын күшті өрістер жағдайымен шектелейік, мұндағы - γ параметр. Соңғы шартқа байланысты $f_0(p)$ функциясы арқылы беріледі. (13) бірінші мүшесінде интегралды көрсетеді:

$$\delta_{\alpha\beta}\frac{2^{3/2}}{3^{5/4}\Gamma(3/4)}\frac{N_e e^2 l}{v}\left(\frac{eEl}{m}\right)^{1/2}\left(\frac{M}{m}\right)^{1/4}. \tag{14}$$

(13) екінші мүшесінде әріппен шектелеміз. (11) теңдеуімен $i\omega g_0$ терминінсіз сандарды табамыз: $g_0 \sim \frac{eEl^2M}{vp^2}f_0$.Содан кейін интеграл ретінде бағаланады: $e^3lE\frac{g_0}{p}p^3$.

Нәтижесінде тоқ үшін коррелятор өрнегін табамыз:

$$(j_\alpha j_\beta)_\omega=\frac{N_e e^2 l}{v}\left(\frac{eEl}{m}\right)^{1/2}\left(\frac{M}{m}\right)^{1/4}\left[0{,}6\delta_{\alpha\beta}-\beta\frac{E_\alpha E_\beta}{E^2}\right]. \tag{15}$$

$\beta\sim 1$- сандық тұрақты.

Мен бұл мақалада әлсіз иондалмаған иістің стационарлы тепе-тең емес күйі үшін электрондардың таралу функциясының флуктуация тербелістерін қарастырдым. Иіс кеңістікте біртекті таралады және **E** электр өрісінде орналасады. Қарастырылып отырған жүйе үшін таралу функциясының флуктуациясын емес, **j** электр тоқ тығыздығының флуктуцациясын қарастырдым. Осы мақалада электр өрісінің тоқ тығыздығын қарастыра отырып, тоқ үшін $(j_\alpha j_\beta)_\omega$ коррелятордың шешімін анықтадым.

Қолданылған әдебиеттер тізімі:

1. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика (Том 10. Физическая кинетика) //книга. – 2002.
2. Chang H. C. et al. Fluctuation-enhanced sensing of bacterium odors //Sensors and Actuators B: Chemical. – 2009. – Т. 142. – №. 2. – С. 429-434.
3. Poonam P., Deo N. Current correlation functions for chemical sensors based on DNA decorated carbon nanotube //Sensors and Actuators B: Chemical. – 2008. – Т. 135. – №. 1. – С. 327-335.
4. Kish L. B. et al. Fluctuation-enhanced sensing for biological agent detection and identification //IEEE transactions on nanotechnology. – 2011. – Т. 10. – №. 6. – С. 1238-1242.
5. Smulko J., Granqvist C. G., Kish L. B. Fluctuation Noise Lett. 6. – 2006.
6. Schmera G. et al. Fluctuation-enhanced sensing: Status and perspectives //IEEE Sensors Journal. – 2008. – Т. 8. – №. 6. – С. 714-719.
7. Kish L. B. et al. Fluctuation-enhanced sensing for biological agent detection and identification //IEEE transactions on nanotechnology. – 2011. – Т. 10. – №. 6. – С. 1238-1242.

8. Scandurra G., Smulko J., Kish L. B. Fluctuation-Enhanced Sensing: Review of Practical Issues //arXiv preprint arXiv:2004.01083. – 2020.
9. Daniel S. et al. A review of DNA functionalized/grafted carbon nanotubes and their characterization //Sensors and Actuators B: Chemical. – 2007. – Т. 122. – №. 2. – С. 672-682.

УДК 524.834

БАРРОУ ГОЛОГРАФИЯЛЫҚ КВАНТТЫҚ ХРОМОДИНАМИКА ЕЛЕС КҮҢГІРТ ЭНЕРГИЯСЫНЫҢ ТЕРМОДИНАМИКАСЫ

Шегебаева Ұлбосын Жұмабайқызы
ulbosyn.shegebayeva@mail.ru
Л.Н.Гумилев атындағы Еуразия Ұлттық Университетінің
Физика-техникалық факультеті «Жалпы және теориялық физика»кафедрасының
студенті,Астана,Қазақстан
Ғылыми жетекшісі – Алтайбаева А.Б

Абстракция

Бұл мақалада Барроу кванттық хромодинамика (КХД) голографиялық күңгірт энергиясының термодинамикасын қарастырамыз.Көзге көрінетін горизонтты ғаламның горизонты ретінде пайдаланып, Барроу энтропиясының термодинамикалық салдарын ескере отырып,КХД елес күңгірт энергиясын қайта құрдық және көкжиек энтропиясын анықтадық.

Кіріспе

Радиусы бұрын көрсетілген максималды қашықтыққа тең жүйе ретінде қарастырылатын бүкіл Ғаламның энтропиясының қара құрдым сияқты оның ауданына пропорционал болуы голографияны ғарыштық қолданудың негізгі құрамдас бөлігі болып табылады. Алайда, 1902 жылы Гиббс Больцман-Гиббс теориясын бөлу функциясы әр түрлі болатын жүйелерге қолдануға болмайтынын байқады, енді біз гравитациялық жүйелер осы санатқа жататынын білеміз [1]. Бұл бөлімде Барроу энтропиясына негізделген гравитациялық-термодинамикалық теория гипотезасын қолдана отырып, модификацияланған Фридман теңдеулерін құру әдісі келтірілген. Біз көрінетін көкжиекті қоршаған көкжиек ретінде қарастыратынымызды айттық. Динамикалық көрінетін горизонт термодинамикалық шекара ретінде қызмет етеді деп есептесек, біз жалпыланған екінші заңның қолданылуын зерттейміз. Біздің мақсатымызға жету үшін көрінетін көкжиекте Барроу энтропиясы бар деп ойлаймыз.

Барроу КХД голографиялық күңгірт энергиясының термодинамикасы

Біз $a_0 = a(t = t_0) = 1$ деп санаймыз. Хокинг температурасынан кейін көрінетін көкжиектің Хейвард температурасы бойынша анықталады.

$$T_h = -\frac{1}{2\pi \tilde{r}_a}\left(1 - \frac{\dot{\tilde{r}}_a}{2H\tilde{r}_a}\right) \quad (1)$$

немесе [4, 5]бойынша:

$$T_h = \frac{1}{2\pi \dot{\tilde{r}}_a} - \frac{1}{4\pi H\tilde{r}_a} \quad (2)$$