УДК 52, 524.834, 530.12

К ТЕРМОДИНАМИКЕ ТЕМНОЙ ЭНЕРГИИ

С.Э. Коренблит[1, 2], Э.Г. Аман[2], А.Д. Москаленко[2]

[1]Лаборатория Ядерных Проблем ОИЯИ, Дубна, Россия,
korenb@ic.isu.ru
[2]Иркутский государственный университет, Иркутск, Россия

ON THERMODYNAMICS OF DARK ENERGY

S.E. Korenblit[1, 2], E.G. Aman[2], A.D. Moskalenko[2]

[1]Laboratory of Nuclear Problems JINR, Dubna, Russia,
korenb@ic.isu.ru
[2]Irkutsk State University, Irkutsk, Russia

Аннотация. Показано, что для однокомпонентной среды условия равновесия и устойчивости исключают существование квинтэссенции вида $P = \lambda u$, а вырождение уравнений состояния и процессов вакуумной среды фиксируют ее температуру либо нулевой, либо бесконечной.

Ключевые слова: квинтэссенция, темная энергия.

Abstract. It is shown that the conditions of equilibrium and stability for one-component medium exclude the possibility of quintessence of the form $P = \lambda u$, and the degeneracy of the equations of state and processes of the vacuum medium fix its temperature either zero or infinite.

Keywords: quintessence, dark energy.

ВВЕДЕНИЕ

Основу динамической космологии в однородном и изотропном пространстве с метрикой Фридмана-Леметра-Робертсона-Уокера (FLRW) $d\tau^2 = c^2dt^2 - a^2(t)dl^2$ составляют: а) следствия уравнений Эйнштейна в форме уравнения Фридмана и условия ковариантного сохранения тензора энергии-импульса (G — константа Ньютона) [Горбунов, Рубаков, 2022]:

$$H^2(t) = \Gamma u - \frac{\kappa c^2}{a^2(t)},$$
$$\frac{du}{P+u} = -3\frac{da}{a} = -3H(t)dt, \text{ где } \Gamma = 8\pi G/3,$$
$$H(t) \equiv \frac{\dot a(t)}{a(t)}, \qquad (1)$$

— параметр Хаббла для масштабного фактора $a(t)$ метрики FLRW с производной $\dot a(t)$ по мировому времени t, скоростью света c и квадратом dl^2 безразмерного элемента длины трехмерного пространства постоянной кривизны знака $\kappa = 0, \pm 1$ [Вайнберг, 2013]; б) уравнение состояния космологической среды как связь $P = P(u)$ ее давления с внутренней энергией U обычно линейная $P = \lambda u$, где одна экстенсивная и пять интенсивных величин:

$$\frac{PV}{\lambda} = U(T,V,N), \quad u(T,\bar v) = \frac{U}{V},$$
$$\sigma(T,\bar v) = \frac{S}{V}, \text{ и } \bar v = \frac{V}{N}, \quad \bar\varepsilon(T,\bar v) = \frac{U}{N},$$
$$\bar s(T,\bar v) = \frac{S}{N}, \qquad (2)$$

есть зависящие и от температуры T среды, соответственно: полная внутренняя энергия U, объемные плотности этой энергии и энтропии, а также удельные объем, энергия и энтропия. Вообще говоря, зависящий от величины выделяемого объема V среды и числа N частиц в нем безразмерный параметр $\lambda(V) = \varpi(\bar v)$ назван параметром Грюнайзена [Квасников, 2002]. Второе уравнение (1) есть общее определение давления в адиабатическом процессе для сопутствующего объема $V \mapsto V_a = [a(t)\Delta l]^3$, но верное для любых V и $U(S,V,N) = Vu(\bar s, \bar v)$:

$$P = -\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_{S,N} = -\left(\frac{\partial \bar\varepsilon}{\partial \bar v}\right)_{\bar s} = -\left(\frac{\partial(\bar v u)}{\partial \bar v}\right)_{\bar s} =$$
$$-u - \bar v\left(\frac{\partial u}{\partial \bar v}\right)_{\bar s} = -\left(\frac{\partial (Vu)}{\partial V}\right)_{S,N} = -u - V\left(\frac{\partial u}{\partial V}\right)_{S,N}. \quad (3)$$

Интегрируя это уравнение из (1) как (3) легко при $\lambda = const$ найти интегралы Фридмана (ИФ) [Чернин, 2008] для однокомпонентной среды в удобном для дальнейшего виде:

$$u(\bar s, \bar v) = \bar B_\lambda(\bar s)\bar v^{-\lambda-1} =$$
$$\tilde B_\lambda(S,N)V^{-\lambda-1} \mapsto B_\lambda[a^3(t)(\Delta l)^3]^{-\lambda-1},$$
$$\text{откуда } \tilde B_\lambda(S,N) = N^{\lambda+1}\bar B_\lambda(\bar s), \qquad (4)$$

т.е. $\bar B_\lambda(\bar s) = Q_\lambda \bar s^{\lambda+1} + D_\lambda$, а $\tilde B_\lambda(S,N) = Q_\lambda S^{\lambda+1} + D_\lambda N^{\lambda+1}$, и $B_\lambda \equiv \tilde B_\lambda(S_a, \mathrm{N_a}) = \mathrm{N}_a^{\lambda+1}\bar B_\lambda(\bar s)$, (5)

$$u(\bar s,\bar v) \Rightarrow u(\sigma,\bar v) = Q_\lambda\sigma^{\lambda+1} + D_\lambda \bar v^{-\lambda-1},$$

где уже произвольные $Q_\lambda(\bar s) > 0$, $D_\lambda(\bar s) \geq 0$, (6)

S_a и N_a — энтропия и число частиц в полном сопутствующем объеме V_a. Разные значения $\lambda = 1/3; 0; -1$ отвечают доминированию соответственно: ультрарелятивистской среды или излучения; нерелятивистской холодной среды (темной и/или барионной «пыли»); и вакуума. Интервал $-1 < \lambda < 0$ отдан т.н. квинтэссенции как некоторой «предвакуумной» среде, чьё λ по смыслу есть функция t и чьи различные модели зависимости обсуждаются в литературе [Горбунов, Рубаков, 2022]. Необходимость ее учета как зависимости от сопутствующего объема $V_a = [a(t)\Delta l]^3$, т.е. от $\bar v$, видна и из приводимых ниже условий устойчивости среды.

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ФУНКЦИИ СРЕДЫ (2)

Используя вытекающие из 2-го начала термодинамики и соотношений Максвелла равенства

$\left(\frac{\partial \bar{\varepsilon}(T,\bar{v})}{\partial \bar{v}}\right)_T = T\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_{\bar{v}} - P,$

или $\left(\frac{\partial U(T,V,N)}{\partial V}\right)_{T,N} = T\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_{V,N} - P,$ (7)

как теоремы Эйлера об однородных функциях первого порядка в переменных $T, \varsigma(\bar{v}), \xi(V)$:

$\frac{d\ln\varsigma(\bar{v})}{d\ln\bar{v}} = -\varpi(\bar{v}), \varsigma(\bar{v}) = \varsigma_0\, exp\left\{-\int_{\bar{v}_0}^{\bar{v}} \frac{d\eta}{\eta}\varpi(\eta)\right\},$

$\varsigma_0 = \varsigma(\bar{v}_0), \bar{\varepsilon}(T,\varsigma) = \left(T\frac{\partial}{\partial T} + \varsigma\frac{\partial}{\partial\varsigma}\right)\bar{\varepsilon}(T,\varsigma),$ (8)

$\frac{d\ln\xi(V)}{d\ln V} = -\lambda(V), \xi(V) = \xi_0\, exp\left\{-\int_{V_0}^{V}\frac{dv}{v}\lambda(v)\right\},$

$\xi_0 = \xi(V_0), U(T,\xi) = \left(T\frac{\partial}{\partial T} + \xi\frac{\partial}{\partial\xi}\right)U(T,\xi),$ (9)

находим их решения в виде функций единственных переменных: $q \equiv \frac{T}{\varsigma(\bar{v})}$ или $z \equiv \frac{T}{\xi(V)}$:

$\bar{\varepsilon}(T,\varsigma) = \varsigma\chi\left(\frac{T}{\varsigma}\right),$ или $U(T,\xi) = \xi f\left(\frac{T}{\xi}\right),$

и $P(T,\bar{v}) = \frac{\varpi(\bar{v})}{\bar{v}}\varsigma\chi\left(\frac{T}{\varsigma}\right) = \frac{\lambda(V)}{V}\xi f\left(\frac{T}{\xi}\right).$ (10)

Два независимых по переменным T и $\bar{v}$ очевидных решения (10) уравнения (8) $\forall\ \lambda(V)$ есть $\chi_{[0]}(q) = A$ и $\chi_{[1]}(q) = \bar{A}q$, где $A, \bar{A} = const > 0$. Поскольку величина удельного объема $\bar{v}$, определенная по любому выделяемому в данный момент времени t элементу собственного объема V или элементу сопутствующего объема $V_a = [a(t)\Delta l]^3$ одна и та же:

$\bar{v} \equiv \frac{V}{N} = \frac{[a(t)\Delta l]^3}{\mathrm{N_a}},$

то и $q = q(T,\bar{v}) \equiv \frac{T}{\varsigma(\bar{v})} \mapsto T\bar{v}^{\lambda}$ (но не z!),

будет одним и тем же. (11)

Для полных и удельных теплоемкости и энтропии имеем, соответственно:

$C_{V,N} = \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_{V,N} = f'(z) = N\bar{C}_{\bar{v}}, \quad \bar{C}_{\bar{v}} = \chi'(q),$

где $f(z;N) = N\frac{\varsigma_0}{\xi_0}\chi(q), \quad q = \frac{\xi_0}{\varsigma_0}z,$ (12)

$S(z)|_N = \int_{[0]}^{z} dx\frac{f'(x)}{x}$, и $\bar{s}(q) = \int_{[0]}^{q} dy\frac{\chi'(y)}{y},$

где $[0] \mapsto z_0, q_0$, и включают $S(z_0) = N\bar{s}(q_0)$ и $\bar{s}_0$. (13)

В итоге одна функция одной переменной $\chi(q)$ определяет всю термодинамику среды и сама определяется ее химпотенциалом, но по-разному**;**

$\mu(T,\bar{v}) \equiv \bar{\varepsilon}(T,\bar{v}) + P\bar{v} - T\bar{s}(T,\bar{v}),$

откуда: $\varphi(q,\bar{v}) \equiv \frac{\mu(T,\bar{v})}{T} = [1+\varpi(\bar{v})]\frac{\chi(q)}{q} - \bar{s}(q),$

и: $\frac{\chi(q)}{q} = \frac{1}{\varpi'(\bar{v})}\left(\frac{\partial\varphi(q,\bar{v})}{\partial\bar{v}}\right)_q,$

$\lambda(V) = \varpi(\bar{v}) \neq const,$ (14)

или $\frac{\chi(q)}{q} = q^{1/\lambda}\left[A_\lambda + \int_{[0]}^{q} dy\frac{\varphi'(y)}{\lambda y^{1/\lambda}}\right],$

при $\lambda = const \neq 0, \quad \varphi(q,\bar{v}) \mapsto \varphi(q),$

$A_\lambda = const > 0.$ (15)

Уравнения равновесного адиабатического процесса в этой среде — при фиксированной $S(z)$ или $\bar{s}(q)$ вытекают из (10), (13) как постоянство ($=\succ const$) любой из следующих величин:

$z =\succ b(S), \quad f(z) \equiv \frac{U(T,V)}{\xi(V)} =\succ B(S(b));$

или $q =\succ \beta(\bar{s}), \quad \chi(q) \equiv \frac{\bar{\varepsilon}(T,\bar{v})}{\varsigma(\bar{v})} =\succ \bar{B}(\bar{s}(\beta)).$ (16)

Условия равновесия и его устойчивости в терминах интенсивных величин [Квасников, 2002] $\bar{C}_{\bar{v}} > 0, \ -\bar{v}\left(\frac{\partial P}{\partial\bar{v}}\right)_{\bar{s}} > -\bar{v}\left(\frac{\partial P}{\partial\bar{v}}\right)_T \geq 0$, дают, что:

$\chi'(q) > 0, 1 + \frac{d}{d\bar{v}}\left(\frac{\bar{v}}{\varpi(\bar{v})}\right) \geq \frac{d\ln\chi(q)}{d\ln q} > 0,$ (17)

т.к. $\chi(q) > 0$ при $\bar{\varepsilon} > 0, \ \varsigma(\bar{v}) > 0, \ \bar{v} > 0, \ T > 0$. Ввиду полного разделения независимых здесь переменных $\bar{v}$ и q существует константа $\alpha > 0$, ограничивающая степенью роста функции от $\bar{v}$ степень роста возрастающей до бесконечности, дифференцируемой всюду при $0 \leq q < \infty$ функции $\chi(q) \leq \chi_{[\alpha]}(q) \equiv A_{[\alpha]}q^{\alpha}$, при $\lambda(V) = \varpi(\bar{v}) \neq const$, как:

$1 + \frac{d}{d\bar{v}}\left(\frac{\bar{v}}{\varpi(\bar{v})}\right) \geq \alpha = \max_q\left[\frac{d\ln\chi(q)}{d\ln q}\right] > 0$;

или как: $1 + \frac{1}{\lambda} \geq \alpha > 0$, при $\lambda = const,$ (18)

что, во всяком случае, означает: $\lambda \geq 0$, либо $\lambda < -1$, исключая существование устойчивой равновесной среды с таким $-1 < \lambda < 0$. Условия на функцию $\varpi(\bar{v}) \neq const$ для такой среды при $0 < \bar{v} < \infty$ принимают вид:

$\min_{\bar{v}}\left[\frac{d}{d\bar{v}}\left(\frac{\bar{v}}{\varpi(\bar{v})}\right)\right] \geq \alpha - 1, \quad -1 < \varpi(\bar{v}) < 0,$

откуда (19)

для функции $\varXi(\bar{v}) = -\frac{\bar{v}}{\varpi(\bar{v})}$ имеем условия:

$\max_{\bar{v}}[\varXi'(\bar{v})] \leq 1 - \alpha, \quad \bar{v} < \varXi(\bar{v}) < \infty,$ (20)

явно несовместные при $\alpha > 0$. Т.е. однокомпонентная среда с уравнением состояния $P = \lambda u$ оказывается невозможна как макроскопически устойчивая термодинамически равновесная среда, ни для какой функции $-1 < \lambda(V) = \varpi(\bar{v}) < 0$. (Фиксированное $(\Delta l)^3$ далее опускаем.) В случае $\boldsymbol{\lambda = const}$ вышеприведенные соотношения заметно упрощаются, и при $\xi = V^{-\lambda}$, $\varsigma = \bar{v}^{-\lambda}, \quad z = TV^{\lambda}, \quad q = T\bar{v}^{\lambda} = zN^{-\lambda}$ последовательно находим уравнения состояния:

$\bar{\varepsilon}(T,\bar{v}) = \bar{v}^{-\lambda}\chi(T\bar{v}^{\lambda}), U(T,V,N) = V^{-\lambda}f(TV^{\lambda};N),$

$P = \frac{\lambda}{V^{\lambda+1}}f(TV^{\lambda};N) = \frac{\lambda}{\bar{v}^{\lambda+1}}\chi(T\bar{v}^{\lambda}),$ (21)

$u(T,\bar{v}) = \frac{\bar{\varepsilon}(T,\bar{v})}{\bar{v}} = \frac{\chi(q)}{\bar{v}^{\lambda+1}}, \sigma(T,\bar{v}) = \frac{\bar{s}(T\bar{v}^{\lambda})}{\bar{v}},$

т.е. $f(z;N) = N^{\lambda+1}\chi\left(\frac{z}{N^{\lambda}}\right);$ (22)

и уравнения адиабатического процесса (и то же с заменой $\bar{v} \mapsto V, \bar{\varepsilon} \mapsto U, \beta \mapsto b, \chi \mapsto f$):

$q \equiv T\bar{v}^{\lambda} =\succ \beta, \ \bar{\varepsilon}\bar{v}^{\lambda} \equiv u\bar{v}^{\lambda+1} =\succ \bar{B}_{\lambda}(\bar{s}) = \chi(\beta),$

$P\bar{v}^{\lambda+1} =\succ \lambda\chi(\beta), \quad \frac{\mu}{T} =\succ \varphi(\beta).$ (23)

Сравнив (13), (22), (23) и (4)–(6), видим, что $\bar{B}_{\lambda}(\bar{s}(q)) = Q_{\lambda}(\bar{s})\bar{s}^{\lambda+1} + D_{\lambda}(\bar{s}) \equiv \chi(q)$, что дает:

$\bar{s}(q) = \left[\frac{\chi(q) - D_{\lambda}}{Q_{\lambda}}\right]^{\frac{1}{\lambda+1}},$

и $\bar{s}'(q) = \frac{\chi'(q)}{q} \mapsto \frac{\chi'(q)}{(\lambda+1)Q_{\lambda}}\left[\frac{\chi(q) - D_{\lambda}}{Q_{\lambda}}\right]^{\frac{-\lambda}{\lambda+1}},$

если $Q_{\lambda}, \ D_{\lambda} \mapsto const,$ (24)

откуда вновь или $\chi_{[0]}(q) = \mathrm{A}_{[0]} = \mathrm{A} = const$, или

$\chi_{(\lambda)}(q) - D_{\lambda} = Q_{\lambda}\left[\frac{q}{(\lambda+1)Q_{\lambda}}\right]^{1+1/\lambda} \equiv A_{\lambda}q^{1+1/\lambda},$ (25)

$A_{\lambda} = \frac{Q_{\lambda}^{-1/\lambda}}{(\lambda+1)^{1+1/\lambda}} > 0$; т.е. либо $\bar{s}_{[0]}(q) = \left[\frac{\mathrm{A}_{[0]} - D_{\lambda}}{Q_{\lambda}}\right]^{\frac{1}{\lambda+1}} = const$, либо $\bar{s}_{(\lambda)}(q) = \left[\frac{q}{(\lambda+1)Q_{\lambda}}\right]^{1/\lambda}.$ (26)

Общее решение уравнения (8) есть суперпозиция: $\chi(q) = \chi_{[0]}(q) + \chi_{[1]}(q) + \chi_{(\lambda)}(q) + \ldots$, и в согласии с законом Нернста при $\bar{s}_{0(\lambda)} = \bar{s}_{0[0]} = \bar{s}(q=0) = 0$ достаточно считать, что $D_\lambda \mapsto A_{[0]}$. Тогда для соответствующих химпотенциалов получим: $\mu(T,\bar{v}) = \mu_{[1]}(T,\bar{v}) + \mu_{(\lambda)}(T,\bar{v})$, где

$$\mu_{(\lambda)} = \mu_{[0]} = (\lambda+1)\frac{\mathrm{A}_{[0]}}{\bar{v}^\lambda},$$

$$\frac{\mu_{[1]}(T,\bar{v})}{T} = (\lambda+1)\bar{\mathrm{A}} - \bar{\mathrm{A}}\, ln\frac{q}{q_0} - \bar{s}_{0[1]},$$

$$\text{т.к. } \bar{s}_{[1]}(q) = \bar{\mathrm{A}}\, ln\frac{q}{q_0} + \bar{s}_{0[1]}, \quad (27)$$

как следствие нарушающих закон Нернста $\chi_{[1]}(q)$ и

$$\frac{\mu_{[1]}(T,\bar{v})}{T} = \bar{\mathrm{A}}[1 + \varpi(\bar{v})] - \bar{\mathrm{A}}\, ln\frac{q}{q_0} - \bar{s}_{0[1]}. \quad (28)$$

Т.е. в отсутствие при данном λ вкладов $\chi_{[0]}(q)$ и $\chi_{[1]}(q)$ имеем решение $\chi_{(\lambda)}(q) = A_\lambda q^{1+1/\lambda}$ с

$$f_{(\lambda)}(z) = A_\lambda z^{1+1/\lambda}, \quad U_{(\lambda)}(T,V) = A_\lambda V T^{1+1/\lambda},$$

$$S_{(\lambda)}(z) = (\lambda+1)A_\lambda z^{1/\lambda} = (\lambda+1)A_\lambda V T^{1/\lambda}, \quad (29)$$

$$P_{(\lambda)}(T) = \lambda u_{(\lambda)}(T) = \lambda A_\lambda T^{1+1/\lambda},$$

$$C_{V(\lambda)} = \left(1+\frac{1}{\lambda}\right) A_\lambda V T^{1/\lambda}, \mu_{(\lambda)} = 0 \text{ при } \mathrm{A} = 0,$$

$$\text{т.е. } \bar{\varepsilon}(0,\bar{v}) = 0, \quad (30)$$

где поэтому в соответствии с (21), (22) несохраняющаяся величина N выпадает из экстенсивных функций состояния $U_{(\lambda)}$, $S_{(\lambda)}$ и т.д., как и химпотенциал – из интенсивных в (30). Темной энергии отвечает возможный для этого решения предельный переход $\lambda \to -1$, при котором, однако, происходит вырождение не только решений $\chi_{[0]}$ и $\chi_{(-1)}$ как уравнений состояния, но и как процессов. При $q \equiv T/\bar{v}$, $z \equiv T/V$ имеем $q => \beta(\bar{s})$, $z => b(S)$ наряду с

$$-P = u = f_{(-1)}(z) = \chi_{(-1)}(q) = A_{-1} = Q_{-1}$$

$$\mapsto \mathrm{A} = \chi_{[0]} = \chi_{(-1)}(\beta) = f_{(-1)}(b) \neq 0,$$

$$\text{при } \mu_{(-1)} = \mu_{[0]} \to 0, \quad (31)$$

и $S_{(-1)} = C_V = C_P = C_S \equiv 0$, $U_{(-1)} = A_{-1}V = A_{-1}T/b$, для произвольных T, V и $z \equiv T/V$. (32)

Т.е. адиабатический – изобарический процесс оказался единственно возможным в этой вакуумной среде, а ее температура оказалась неопределенной и излишней термодинамической переменной. Тогда выполнение уравнения процесса $z = b = const$ как $T = bV$ наряду с уравнениями состояния — процесса (31) означает, что, либо $b = 0$ и $T = 0$ в (32) в согласии со значениями энтропии и теплоемкостей из принципа Нернста; либо $b = \pm\infty$ и, стало быть, $T = \pm\infty$, с теми же S, C_V, C_P, так или иначе «отвязывая» температуру T от объема V. Подстановка $u(T,\bar{v})$ *из* (21), (22) в ИФ (4) для функций от $q = T\bar{v}^\lambda$, $z = TV^\lambda$, с произвольным собственным объемом V однородной изотропной среды, независимо от фактора $a(t)$ дает:

$$\chi(q) = B_\lambda\left[\frac{\bar{v}}{a^3}\right]^{\lambda+1} \equiv B_\lambda\left[\frac{q}{Z_\lambda(a)}\right]^{1+1/\lambda},$$

$$f(z) = B_\lambda\left[\frac{V}{a^3}\right]^{\lambda+1} \equiv B_\lambda\left[\frac{z}{Z_\lambda(a)}\right]^{1+1/\lambda},$$

$$Z_\lambda(a) = T[a(t)]^{3\lambda}. \quad (33)$$

При $\lambda = -1$ в (5), (31): $A_{-1} = B_{-1} = Q_{-1}$, независимо от интерпретации $a(t)$ для этой среды и от значений для нее полных энтропии S_a и числа N_a частиц в сопутствующем объеме V_a. При $\lambda = 0$ имеем $z = q = T = Z_0(a)$ и для $\chi_{(\lambda)}(q)$ из (29), (30) такой предел не существует. Однако в силу (11) первое выражение $\chi(q)$ в (33) означает, что «работает» решение $\chi_{[0]}(q)$: $\bar{\varepsilon}_0(T,\bar{v}) \mapsto \chi_0(T) = B_0/N_a = const = \chi_{[0]}(q) = A$, с возможной примесью $\chi_{[1]}(q)$ при $\bar{A} = 0$, но с $\mu = \mu_{(0)} + \mu_{[1]} \equiv A - T\bar{s}_{0[1]} \mapsto A$, т.к. $\bar{\varepsilon}_0 \mapsto A$ отвечает нерелятивистской “пыли” с $P = 0$, $T = 0$. Выражение же $f(z = T)$ в (33) имеет смысл лишь при $V \mapsto a^3$ с B_0 в качестве полной массы. При $\lambda = 1/3$ уравнения (29), (30), (33) описывают известную ультрарелятивстскую среду, а $\lambda = 2/3$ дает нерелятивистский вырожденный идеальный бозе-газ; $Z_\lambda(a) => b(S_a) = const$ и в силу закона эволюции температуры [Горбунов, Рубаков, 2002], и в силу уравнения адиабаты.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Вайнберг С. Космология. М.: УРСС, 2013. 605 с.

Горбунов Д.С., Рубаков В.А. Введение в теорию ранней Вселенной. Теория горячего Большого взрыва. М.: УРСС. 2022. 614 с.

Квасников И.А. Теория равновесных систем. Термодинамика. М.: УРСС. 2002. 238 с.

Чернин А.Д. Темная энергия и всемирное тяготение // УФН. 2008. Т. 178, № 3. С. 267–300.