

Унру против Толмена: О нагреве среды при ускорении

Д. Бухгольц и Райнер Верх (Германия)

Реферат подготовил М.Х. Шульман (shulman@dol.ru, www.timeorigin21.narod.ru)

arXiv:1505.01686v1 [gr-qc] 7 May 2015

Unruh versus Tolman: On the heat of acceleration

Detlev Buchholz (buchholz@theorie.physik.uni-goettingen.de)

Institute for Theoretical Physics, University of Göttingen, 37077 Göttingen, Germany

Rainer Verch (rainer.verch@uni-leipzig.de)

Institute for Theoretical Physics, University of Leipzig, 04009 Leipzig, Germany

PACS numbers: 03.70.+k, 04.70.Dy

В широко известной статье [1] Унру рассмотрел идеализированный точечный детектор, движущийся по мировой линии с постоянным собственным ускорением в пространстве-времени Минковского, причем его степени свободы связаны с квантовым полем в инерциальном вакуумном состоянии. Он показал, что в пределе длительного времени измерения и слабых связей состояние детектора будет подчиняться условиям ансамбля Гиббса, отвечающего температуре, которая пропорциональна собственному ускорению детектора; см. также [2 – 4]. Соответствующее соотношение имеет вид

$$T_D = \frac{a}{2\pi} \quad (1)$$

где T_D – температура гиббсовского ансамбля, отвечающего детектору, a – собственное ускорение вдоль его мировой линии, и авторы используют систему единиц, в которой скорость света, постоянная Планка и постоянная Больцмана равны 1.

Постоянное ускорение может быть описано как влияние постоянного гравитационного поля (в силу принципа эквивалентности), которое, в свою очередь, может быть описано с помощью метрики пространства-времени. В данном случае для этого может быть использовано пространство Риндлера, чья метрика определяется в подходящих координатах (при допущении, что ускорение происходит по одномерной траектории) в виде:

$$ds^2 = (ax_1)^2 dt^2 - dx^2, \quad x = (x^1, x^2, x^3). \quad (2)$$

Орбита термометра задается в этой (риндлеровой) системе координат соотношениями $x_1 = 1/a, x_2 = x_3 = 0$, а t обозначает его собственное время.

Было предложено интерпретировать температуру T_D детектора в качестве температуры газа частиц, которые появляются в вакууме вследствие ускорения. Если бы это было справедливо, т.е. если бы речь шла об эффективно ускоренном вакууме в равновесном состоянии, то мы бы пришли к классическому результату Толмена, который заметил, что температура в таких системах непостоянна в

пространстве [5, 6]. В этом случае Толман получил для температуры $T(x)$ в точке x в риндлеровом пространстве соотношение

$$T(x) ax_1 = \text{const.} \quad (3)$$

где константа зависит от системы.

Если температуру Унру T_D при $x_1 = 1/a$ отождествить с температурой в гравитирующем газе, то получим, что эта константа равна $a/2\pi$, так что температура ускоренного вакуума зависит от положения сопутствующей системы: $T(x) = 1/2\pi x_1$. Следовательно, она сильно изменяется в зависимости от x , и следует ожидать, что в газе должны проявляться соответствующие вариации давления и плотности.

В настоящей статье показано, что такое заключение приводит к противоречиям, так что такого газа не существует. В частности, (макроскопическая) температура Толмана и (микроскопическая) температура Унру не могут быть отождествлены. Причем это справедливо не только для вакуума, но фактически для любого ускоренного равновесного состояния (состояния Кубо-Мартина-Швингера – KMS) квантового поля относительно временной координаты t . Указывается происхождение этого несоответствия, объясняется, почему детекторы Унру не являются идеальными локальными термометрами, и делается заключение о том, как локальные температуры могут быть определены иным образом, что приводит в результате к совместимой унификации эффекта Унру и закона Толмана.

Авторы утверждают, что, поскольку вакуум пространственно однороден в любой ускоренной системе, его температура должна быть равной нулю везде вследствие закона Толмана. На самом деле увеличение температуры ускоренных термометров обусловлено систематическими квантовыми эффектами, индуцируемыми локальной связью между термометром и вакуумом. Эта связь неизбежно приводит к рождению частиц из вакуума, которые сообщают энергию термометру благодаря ускорению и влияют на его показания. Температура же самого вакуума, однако, остается равной нулю при любых ускорениях.

Ссылки

- [1] Unruh, W.G., Phys. Rev. D14, 870-892 (1976)
- [2] Sewell, G.L., Annals Phys. 141, 201-224 (1982)
- [3] Wald, R.M., Quantum field theory in curved spacetime and black hole thermodynamics, Univ. Chicago Press 1994
- [4] De Bièvre, S., Merkli, M., Class. Quantum Grav. 23, 6525-6541 (2006)
- [5] Tolman, R.C., Phys. Rev. 35, 904-924 (1930)
- [6] Tolman, R.C., Ehrenfest, P., Phys. Rev. 36, 1791-1798 (1930)
- [7] Buchholz, D., Verch, R., e-print: arXiv:1412.5892
- [8] Bisognano, J.J., Wichmann, E.H., J. Math. Phys. 16, 985-1007 (1975)
- [9] Haag, R., Hugenholtz, N.M., Winnink, M., Comm. Math. Phys. 5, 215-236 (1967)
- [10] Pusz, W., Woronowicz S.L., Comm. Math. Phys. 58, 273-290 (1978)
- [11] Takesaki, M., Comm. Math. Phys. 17, 3341 (1970)
- [12] Streater, R.F., Wightman, A.S., PCT, Spin and Statistics, and All That, Benjamin, New York 1964
- [13] Dereziński, J., Jakšić, V., Ann. Henri Poincaré 4, 739-793 (2003)
- [14] Buchholz, D., Solveen, Ch., Class. Quantum Grav. 30, 085011 (2013)

- [15] Buchholz, D., Ojima, I., Roos, H.J., Ann. Phys. 97, 219-242 (2002)
- [16] Sahlmann, H., Verch, R., Comm. Math. Phys. 214, 705-731 (2000)