

诱导引力中的虫洞解

许建梅 刘 辽

北京师范大学物理系, 北京 100875

1992年8月23日收到; 1993年3月27日收到修改稿

诱导引力与爱因斯坦引力难以用目前的实验来区分. 本文在研究诱导引力的量子宇宙学时, 发现在希格斯场 φ 的真空期待值附近, 即使无任何其它物质场存在, 也存在一个虫洞解, 而这种解是无法从真空经典爱因斯坦引力理论中得到的.

PACC: 9890

一、引 言

对称性自发破缺概念在物理学的许多领域里都是很有成效的. 在弱电统一理论中, 已经知道, 费密弱耦合常数 G_F 是由真空自发破缺决定的, 即 $G_F \sim 1/v^2$, 其中 v 表示希格斯场的真空期待值. 爱因斯坦引力理论中也含有一个耦合常数 G_N , 它具有与 G_F 完全相同的量纲 M^{-2} , 这一类似性使得 Zee^[1] 把对称性自发破缺引入到引力理论, 提出了有名的诱导引力思想.

诱导引力的作用量为

$$S = \int d^4x \sqrt{-g} \left[\frac{1}{2} \epsilon \varphi^2 R - \frac{1}{2} g^{\mu\nu} \partial_\mu \varphi \partial_\nu \varphi - U(\varphi) + \mathcal{L}_w \right], \quad (1)$$

式中 φ 为希格斯场, ϵ 为无量纲的耦合常数, 它的数量级为 $\epsilon \lesssim 1$, $\mathcal{L}_w$ 为不包含 φ 场在内的其它物质场的拉氏量, $U(\varphi)$ 为希格斯场 φ 的势能项. 当 $\varphi=v$ 时, 势 $U(\varphi)$ 取极小值, 并有 $U(v)=0$. 显然在希格斯场的真空处, (1) 式化为爱因斯坦引力理论的作用量, 并有 $G_N = [16\pi(\frac{1}{2}\epsilon v^2)]^{-1}$, 即 $G_N \sim v^{-2}$, 这样就把引力耦合常数也归因于真空的自发破缺.

尽管当前的实验无法区分爱因斯坦引力理论和诱导引力理论, 但 Zee 曾指出, 在接近曲率奇点时, 两种理论可能存在很大的区别, 然而此时, 引力的量子效应将变得十分重要. 有鉴于此, 我们研究了诱导引力的量子宇宙学, 结果发现, 在希格斯场的真空期待值附近, 即使没有其它的物质场存在, 也存在一个虫洞解. 众所周知, 在没有物质场存在的真空情况下, 从经典爱因斯坦引力理论是得不到虫洞解的, 看来, 这就是上述两种引力理论在接近宇宙初始奇点时的不同的量子行为.

根据(Geroch)的 no-go 定理, 拓扑变化不可能在一个整体双曲的洛伦兹号差的时空里出现. 因此拓扑变化或虫洞的出现, 本质上是一种量子过程.

Wheeler 曾指出, 在普朗克尺度附近, 时空的量子涨落将使时空具有多连通的泡沫结

构或出现虫洞. Hawking 曾指出, 如果黑洞由于量子蒸发可以完全消失, 那么一个最自然的解释是掉入黑洞的粒子将进入一个闭合的子宇宙中去. 不少作者曾在爱因斯坦引力理论范围内加进某种物质场而得到过虫洞解, 我们的工作表明, 即使 $\mathcal{L}_w=0$, 量子诱导引力仍然存在虫洞解, 这看来就是上述两种引力理论的不同之处.

二、虫洞波函数与虫洞解

我们在小超空间近似条件下来求解诱导引力中的 Wheeler-Dewitt (缩写为 W-D) 方程.

在小超空间近似下, 假定宇宙学原理成立, 则闭合的 Robertson-Walker 度规为

$$ds^2 = -dt^2 + a^2(t)d\Omega_3^2, \quad (2)$$

式中 $d\Omega_3^2$ 为单位三球面上的度规, $a(t)$ 为尺度因子. 引入共形时间 η ,

$$dt \equiv a d\eta,$$

则

$$ds^2 = a^2(\eta)(-d\eta^2 + d\Omega_3^2). \quad (3)$$

按宇宙学原理, 应成立 $\varphi = \varphi(t) = \varphi(\eta)$. 希格斯场 φ 的势能项 $U(\varphi)$ 为

$$U(\varphi) = \frac{1}{8}\lambda(\varphi^2 - v^2)^2, \quad (4)$$

式中 λ 为无量纲的自耦合常数, 它满足 $\lambda \leq 1$. 设除希格斯场 φ 以外不存在其它的物质场, 即 $\mathcal{L}_w=0$, 则在小超空间近似下, 诱导引力的作用量(1)式化为

$$S = 2\pi^2 \int d\eta \left[3\epsilon \dot{\varphi}^2 a^2 - 3\epsilon \dot{a}^2 \varphi^2 - 6\epsilon a \dot{a} \varphi \dot{\varphi} + \frac{1}{2} a^2 \dot{\varphi}^2 - \frac{1}{8} \lambda a^4 (\varphi^2 - v^2)^2 \right]. \quad (5)$$

拉氏量 $\mathcal{L}$ 为

$$\mathcal{L} = 3\epsilon a^2 \dot{\varphi}^2 - 3\epsilon \dot{a}^2 \varphi^2 - 6\epsilon a \dot{a} \varphi \dot{\varphi} + \frac{1}{2} a^2 \dot{\varphi}^2 - \frac{1}{8} \lambda a^4 (\varphi^2 - v^2)^2, \quad (6)$$

其中“ $\cdot$ ”表示对共形时间 η 求导.

为了消除拉氏量 $\mathcal{L}$ 中的交叉项 $\dot{a}\dot{\varphi}$, 引入新变量

$$\begin{cases} x = a\varphi, \\ y = \varphi, \end{cases}$$

拉氏量(6)可重新写为

$$\mathcal{L} = 3\epsilon x^2 - 3\epsilon \dot{x}^2 + \frac{6\epsilon + 1}{2} \frac{x^2}{y^2} \dot{y}^2 - \frac{1}{8} \lambda \frac{x^4}{y^4} (y^2 - v^2)^2, \quad (7)$$

与位形变量 x, y 相对应的正则动量为

$$P_x = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{x}} = -6\epsilon \dot{x}, \quad (8)$$

$$P_y = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{y}} = (6\epsilon + 1) \frac{x^2}{y^2} \dot{y}. \quad (9)$$

哈密顿量形式为

$$\begin{aligned} H &= \dot{x}P_x + \dot{y}P_y - \mathcal{L} \\ &= -\frac{1}{12\epsilon} P_x^2 + \frac{1}{2(6\epsilon + 1)} \frac{y^2}{x^2} P_y^2 - 3\epsilon x^2 + \frac{1}{8} \lambda \frac{x^4}{y^4} (y^2 - v^2)^2. \end{aligned} \quad (10)$$

进行正则量子化,即在(10)式中作代换 $P_x \sim -i \frac{\partial}{\partial x}$, $P_y \sim -i \frac{\partial}{\partial y}$, 得到 W-D 方程

$$\left\{ \frac{1}{6\epsilon} x^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{1}{6\epsilon+1} y^2 \frac{\partial^2}{\partial y^2} - 6\epsilon x^4 + \frac{1}{4} \lambda \frac{x^6}{y^4} (y^2 - v^2)^2 \right\} \Psi(x, y) = 0. \quad (11)$$

当希格斯标量场 φ 的取值接近真空期待值时,即 $\varphi = y \rightarrow v$ 时, W-D 方程(1)可近似写为

$$\frac{1}{6\epsilon} x^2 \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} - \frac{1}{6\epsilon+1} y^2 \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} - 6\epsilon x^4 \Psi = 0. \quad (12)$$

分离变量

$$\Psi(x, y) = \Psi_x(x) \Psi_y(y),$$

(12)式变为

$$x^2 \frac{d\Psi_x}{dx^2} + (E - 36\epsilon^2 x^4) \Psi_x = 0, \quad (13)$$

$$\frac{1}{6\epsilon+1} y^2 \frac{d^2 \Psi_y}{dy^2} + \frac{E}{6\epsilon} \Psi_y = 0, \quad (14)$$

其中 E 为常数.

我们所关心的是波函数中与尺度因子 a 有关的部分,即 $\Psi_x(x)$. 为此可以用 WKB 近似方法求解方程(13). 令 $\Psi_x = e^{iS(x)}$, (13)式变为

$$-x^2 \left(\frac{dS}{dx} \right)^2 + E - 36\epsilon^2 x^4 = 0. \quad (15)$$

当 $x < \left(\frac{E}{36\epsilon^2} \right)^{1/4}$, 即 $a < \frac{1}{v} \cdot \left(\frac{E}{36\epsilon^2} \right)^{1/4}$ 时,

$$\Psi_x = \exp \left[i \int \frac{1}{x} \sqrt{E - 36\epsilon^2 x^4} dx \right]. \quad (16)$$

这是振荡形式的波函数,对应经典允许区,即洛伦兹区.

当 $x > \left(\frac{E}{36\epsilon^2} \right)^{1/4}$, 即 $a > \frac{1}{v} \left(\frac{E}{36\epsilon^2} \right)^{1/4}$ 时,

$$\Psi_x = \exp \left[- \int \frac{1}{x} \sqrt{36\epsilon^2 x^4 - E} dx \right]. \quad (17)$$

即

$$\Psi_x = \exp \left[- \frac{\sqrt{E}}{2} \left(\sqrt{\frac{36\epsilon^2 x^4}{E} - 1} - \arctan \sqrt{\frac{36\epsilon^2 x^4}{E} - 1} \right) \right]. \quad (18)$$

这是指数形式的波函数,对应经典禁区,即欧几里德区. 在该区域内发生的是量子过程,允许空间拓扑变化,允许出现连接两个大的时空区域的虫洞或子宇宙从母宇宙中分叉出来. 从(18)式可以看出,当 $a \rightarrow \infty$, 即 $x \rightarrow \infty$ 时,波函数 Ψ_x 指数衰减为零,这是描述虫洞的波函数^[2].

虫洞解应该是经典欧几里德的诱导引力场方程的解. 设欧氏作用量为 S_E , 则洛伦兹作用量 S 与 S_E 的关系为

$$S = iS_E,$$

令 $\tau = i\eta$, 则

$$S_E = -2\pi^2 \int d\tau \left[3\epsilon a^2 \dot{\varphi}^2 + 3\epsilon a^2 \varphi^2 + 6\epsilon a \dot{a} \dot{\varphi} \varphi - \frac{1}{2} a^2 \dot{\varphi}^2 - \frac{1}{8} \lambda a^4 (\varphi^2 - v^2)^2 \right], \quad (19)$$

式中“ $\cdot$ ”表示对 τ 求导.

按最小作用量原理,可以得到诱导引力中的经典运动方程.

把方程(19)对 a 变分得到 a -方程

$$6\epsilon a\dot{\varphi}^2 - (1 + 6\epsilon)a\ddot{\varphi}^2 - \frac{\lambda}{2}a^3(\varphi^2 - v^2)^2 - 12\epsilon a\dot{\varphi}\ddot{\varphi} - 6\epsilon a\ddot{\varphi}^2 - 6\epsilon a\varphi\ddot{\varphi} = 0. \quad (20)$$

把方程(19)对 φ 变分得到 φ -方程

$$6\epsilon a^2\dot{\varphi} - \frac{1}{2}\lambda a^4(\varphi^2 - v^2)\dot{\varphi} - 6\epsilon a\ddot{a}\dot{\varphi} + 2a\dot{a}\ddot{\varphi} + a^2\ddot{\varphi} = 0. \quad (21)$$

经过适当变换后,可把(20)和(21)式改写为

$$a^2\ddot{\varphi} + 2a\dot{a}\dot{\varphi} + a^2\ddot{\varphi} - \frac{1}{2(1 + 6\epsilon)}\lambda a^4 v^2(\varphi^2 - v^2) = 0, \quad (22)$$

$$6\epsilon a^2\dot{\varphi} - a^2\ddot{\varphi} - 6\epsilon a\ddot{a}\dot{\varphi} - \frac{\lambda}{2}a^4(\varphi^2 - v^2)\left(\varphi^2 - \frac{v^2}{1 + 6\epsilon}\right) = 0. \quad (23)$$

在希格斯场的真空附近, $\varphi \rightarrow v$, $\varphi^2 - v^2 \rightarrow 0$, 经典的 a -方程和 φ -方程分别为

$$a^2\ddot{\varphi} + 2a\dot{a}\dot{\varphi} + a^2\ddot{\varphi} = 0, \quad (24)$$

$$6\epsilon a^2\dot{\varphi} - a^2\ddot{\varphi} - 6\epsilon a\ddot{a}\dot{\varphi} = 0. \quad (25)$$

由(24)式可得

$$\frac{d}{d\tau}(a^2\dot{\varphi}) = 0$$

或守恒量

$$a^2\dot{\varphi} \equiv q, \quad (26)$$

其中 q 为一不随时间 τ 而改变的守恒荷.

由(25)式可得

$$-\ddot{a} + a - \frac{q^2}{6\epsilon a^3\varphi^4} = 0. \quad (27)$$

定义函数为

$$f(a) = \ddot{a} - 1.$$

这样可以用 $f(a)$ 对 a 的一阶导数来取代 $a(\tau)$ 对 τ 的二阶导数, 把二阶常微分方程(27)简化为 $f(a)$ 对 a 的一阶常微分方程

$$\frac{df}{da} = 2a - \frac{q^2}{3\epsilon a^3 v^4}, \quad (28)$$

其解为

$$f(a) = a^2 + \frac{q^2}{6\epsilon a^2 v^4} + A, \quad (29)$$

式中 A 为积分常数.

$f(a)$ 作为虫洞解的判据是^[4], 在尺度因子 a 取极大值 $a_{\max}$ 和极小值 $a_{\min}$ 两种情况下, $f(a)$ 均取值 -1 , 并且 $f(a)$ 在 $a_{\max}$ 与 $a_{\min}$ 之间光滑地变化.

当 $f(a) = -1$ 时, 由(29)式得

$$a^4 + (A + 1)a^2 + \frac{q^2}{6\epsilon v^4} = 0, \quad (30)$$

其解为

$$a^2 = \frac{1}{2} \left[-(A + 1) \pm \sqrt{(A + 1)^2 - \frac{4q^2}{6\epsilon v^4}} \right]. \quad (31)$$

由于 $a \geq 0$, 故应要求 $A \leq -(1+\delta)$, 其中 $\delta \equiv \frac{2q}{\sqrt{6\epsilon v^2}}$,

(31)式可改写为

$$a^2 = \frac{1}{2} \left[|1+A| \pm \sqrt{(1+A)^2 - \frac{4q^2}{6\epsilon v^4}} \right]. \quad (32)$$

当 $|1+A| \gg \delta$ 时,

$$a_{\max} = \sqrt{|1+A|}, \quad (33)$$

$$a_{\min} = \left[\frac{1}{|1+A|}, \frac{q^2}{6\epsilon v^4} \right]^{1/2}. \quad (34)$$

由于希格斯场的真空期待值 v 很大, 所以 $a_{\min}$ 很小, 即 $a_{\max} \gg a_{\min}$, 这正是一个虫洞的几何, 它描述一个喉直径为 $a_{\min}$ 的虫洞把二个尺度因子为 $a_{\max}$ 的母宇宙或尺度因子为 $a_{\max}$ 的同一母宇宙的两部分连结起来.

由(34)式可知, 仅当守恒荷 q 不为零时才可能存在虫洞解, 而守恒荷的大小则决定于尺度因子和希格斯场在真空附近的性态.

如果要求 $a_{\min}$ 不小于普朗克长度 l_P , 由(34)式应要求

$$\left(\frac{1}{|1+A|} \frac{q^2}{6\epsilon v^4} \right)^{1/2} \geq l_P$$

或

$$A \geq - \left(1 + \frac{1}{l_P^2} \frac{q^2}{6\epsilon v^4} \right),$$

亦即

$$- \left(1 + \frac{\delta^2}{l_P^2} \right) \leq A \leq - (1 + \delta).$$

自洽性要求

$$q \sqrt{\epsilon} \gg \frac{1}{10}.$$

这个条件是可以被满足的.

三、诱导引力中的隧道波函数

Vilenkin 首次^[5]在量子引力的框架中描述了宇宙的量子产生过程, 这一思想在文献[6—8]中得到进一步发展和完善. 满足 Vilenkin 边界条件的 W-D 方程的解, 描述了宇宙从“无”通过量子隧道过程进入到一个 de-Sitter 空间的创生过程.

现在来求解 W-D 方程, 找寻满足 Vilenkin 边界条件的隧道波函数.

Vilenkin 边界条件要求: 1) 在超空间的奇异边界上, 波函数只有外行波, 非奇异边界上只有内行波. 2) 波函数必须有界.

现在, 小超空间的坐标为 a, φ , 它们的取值范围分别为

$$0 < a < \infty; \quad -\infty < \varphi < \infty.$$

$a=0, \varphi$ 有限是非奇异边界. 其他的超空间边界是奇异边界. 根据(6)式, 求出与位形变量 a, φ 相对应的正则动量

$$P_a = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{a}} = -6\epsilon \dot{a} \varphi^2 - 6\epsilon a \varphi \dot{\varphi},$$

$$P_\varphi = \frac{\delta \mathcal{L}}{\delta \dot{\varphi}} = -6\epsilon a \dot{a} \varphi + a^2 \dot{\varphi}.$$

由 $H = \dot{a}P_a + \dot{\varphi}P_\varphi - \mathcal{L}$ 计算出哈密顿量,正则量子化后,得到宇宙波函数满足的 W - D 方程

$$\left\{ \frac{1}{(6\epsilon + 1)a^2\varphi^2} \left[\frac{a^2}{12\epsilon} \frac{\partial^2}{\partial a^2} - \frac{1}{2}\varphi^2 \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} + a\varphi \frac{\partial^2}{\partial a \partial \varphi} \right] - 3\epsilon a^2\varphi^2 + \frac{1}{8}\lambda a^4(\varphi^2 - v^2)^2 \right\} \Psi(a, \varphi) = 0. \quad (35)$$

要求在 $a=0$ 处,波函数有界,但方程(35)'等号左端 $\frac{\partial^2 \Psi}{\partial \varphi^2}$ 和 $\frac{\partial \Psi}{\partial \varphi \partial a}$ 两项前的系数在 $a=0$ 处均发散,只有当波函数 $\Psi(a, \varphi)$ 在 a 趋于零时不依赖于 φ , 即 $\left. \frac{\partial \Psi(a, \varphi)}{\partial \varphi} \right|_{a=0} = 0$ 情况下,才可以略去(35)'式中的上述两项,而把方程写为

$$\frac{1}{12\epsilon\varphi^2} \frac{\partial^2 \Psi(a, \varphi)}{\partial a^2} - (1 + 6\epsilon) \left[3\epsilon a^2\varphi^2 - \frac{1}{8}\lambda a^4(\varphi^2 - v^2)^2 \right] \Psi(a, \varphi) = 0. \quad (35)$$

用 WKB 法对(35)式近似求解.

令 $\Psi(a, \varphi) \sim \exp[iS(a, \varphi)]$, 当 $a^2 > \frac{24\epsilon\varphi^2}{\lambda(\varphi^2 - v^2)}$ 时,存在振荡形式的解,对应经典允许区.

$$\Psi(a, \varphi) = A(\varphi) \exp \left\{ \pm i \frac{48}{\lambda(\varphi^2 - v^2)^2} \sqrt{1 + 6\epsilon\varphi^2} \left[\frac{\lambda a^2(\varphi^2 - v^2)^2}{24\epsilon\varphi^2} - 1 \right]^{3/2} \right\}.$$

由于在超空间的奇异边界上只允许存在外行波,所以上式应取“一”号.

$$\Psi(a, \varphi) = A(\varphi) \exp \left\{ -i \frac{48}{\lambda(\varphi^2 - v^2)^2} \sqrt{1 + 6\epsilon\varphi^2} \left[\frac{\lambda a^2(\varphi^2 - v^2)^2}{24\epsilon\varphi^2} - 1 \right]^{3/2} \right\}. \quad (36)$$

当 $a^2 < \frac{24\epsilon\varphi^2}{\lambda(\varphi^2 - v^2)^2}$ 时,存在指数形式的解,对应经典禁区,

$$\Psi(a, \varphi) = A(\varphi) \exp \left[\frac{48\epsilon^2\varphi^4}{\lambda(\varphi^2 - v^2)^2} \sqrt{1 + 6\epsilon} \left(1 - \frac{\lambda a^2(\varphi^2 - v^2)^2}{24\epsilon\varphi^2} \right)^{3/2} \right]. \quad (37)$$

为了使 $a \rightarrow 0$ 时, $\frac{\partial \Psi(a, \varphi)}{\partial \varphi} \rightarrow 0$, 必需适当选择 $A(\varphi)$. 令

$$A(\varphi) = \exp \left(- \frac{48\epsilon^2\varphi^4}{\lambda(\varphi^2 - v^2)^2} \sqrt{1 + 6\epsilon} \right). \quad (38)$$

最后,可把诱导引力中的隧道波函数表示成

$$\Psi(a, \varphi) = A(\varphi) \exp \left\{ - \frac{48\epsilon^2}{\lambda(\varphi^2 - v^2)^2} \sqrt{1 + 6\epsilon} \varphi^4 \left[1 - \left(1 - \frac{\lambda a^2(\varphi^2 - v^2)^2}{24\epsilon\varphi^2} \right)^{3/2} \right] \right\}. \quad (39)$$

(当 $a^2 < \frac{24\epsilon\varphi^2}{\lambda(\varphi^2 - v^2)^2}$),

$$\begin{aligned} \Psi(a, \varphi) = & \exp \left(- \frac{48\epsilon^2}{\lambda(\varphi^2 - v^2)^2} \sqrt{1 + 6\epsilon} \varphi^4 \right) \exp \left\{ -i \frac{48\epsilon^2}{\lambda(\varphi^2 - v^2)^2} \sqrt{1 + 6\epsilon} \varphi^4 \right. \\ & \times \left. \left[\frac{\lambda a^2(\varphi^2 - v^2)^2}{24\epsilon\varphi^2} (\varphi^2 - v^2)^2 - 1 \right]^{3/2} \right\}. \quad \left(\text{当 } a^2 > \frac{24\epsilon\varphi^2}{\lambda(\varphi^2 - v^2)^2} \right), \quad (40) \end{aligned}$$

当 a 很小时,(39)式可近似地写为

$$\Psi(a, \varphi) \approx \exp(-2\epsilon \sqrt{1 + 6\epsilon\varphi^2} a^2).$$

可见此波函数对所有的 φ 值均为非奇异的, 显然(40)式所表述的波函数也对所有的 φ 值为非奇异的.

四、结 论

在本文中我们找到了诱导引力在希格斯场真空期待值附近的虫洞解, 该解在积分常数满足 $|1 + A| \gg \delta \equiv 2q/\sqrt{6\epsilon}v^2$ 时存在, 这个结果说明在普朗克尺度附近, $\mathcal{L}_w = 0$ 的诱导引力与 $\mathcal{L}_w = 0$ 的经典爱因斯坦引力理论存在着差异, 由于爱因斯坦引力是诱导引力的一个物例, 看来诱导引力似乎包含了更丰富的物理内容.

诱导引力也存在满足 Vilenkin 边界条件的隧道波函数解. 这说明在诱导引力的框架中, 同样可以描述宇宙从“无”通过量子隧道过程而创生的过程.

- [1] A. Zee, *Phys. Rev. Lett.*, **42**(1979), 417.
- [2] S. W. Hawking, *Modern Phys. Lett.*, **5**(1990), 453.
- [3] J. A. Wheeler, *Ann. Phys.*, **2**(1957), 604.
- [4] K. Ghoroku, M. Tanaka, *Phys. Rev.*, **D43**(1990), 410.
- [5] A. Vilenkin, *Phys. Lett.*, **117B**(1982), 25. *Phys. Rev.*, **D27**(1983), 2848.
- [6] A. Vilenkin, *Phys. Rev.*, **D30** (1984), 509.
- [7] A. D. Linde, *Lett. Nuovo Cimento*, **39**(1984), 401.
- [8] A. Vilenkin, *Nucl. Phys.*, **B252**(1985), 141.

WORMHOLE SOLUTION IN THE INDUCED GRAVITY

XU JIAN-MEI LIU LIAO

Department of Physics, Beijing Normal University, Beijing 100875

(Received 23 August 1992; revised manuscript received 27 March 1993)

ABSTRACT

In this paper, we find out that there is the wormhole solution in the vicinity of vacuum of the Higgs field in induced gravity theory even in the absence of other matter fields.

PACC: 9880