

热标量场等离子体激元阻尼率的临界行为*

张汉中¹⁾ 王思科

(华中师范大学粒子物理研究所 武汉 430079)

摘要 在闭合时间路径的实时温度场论的框架下,导出了热重整化群方程.热重整化群方程的数值解表明热标量场的耦合常数随温度跑动.将热重整化群方程应用到对称性自发破缺的 ϕ^4 理论,我们考察了具有有限动量的等离子体激元阻尼率在自发破缺对称性恢复的相变温度下的临界行为.当温度趋于临界温度时,结果表明耦合常数随温度的跑动导致有限动量的等离子体激元阻尼率逐渐减小到零,与不考虑耦合常数随温度的跑动得到的趋势相反.解决了把耦合常数看成常量导致的与临界趋缓规律的矛盾.

关键词 等离子体激元 阻尼率 临界温度 热重整化群方程

1 引言

有限温度场论预言,在高温高密极端条件下,会出现从强子物质形态到夸克胶子等离子体(QGP)物质形态的转变.由QGP的生成条件,人们猜测自然界中宇宙大爆炸的初期曾有过这种物质.在实验室环境中,人们期待通过高能重离子碰撞,把巨大的动能转变为热能,创造出使参加碰撞的强子发生解除禁闭的相变条件,从而在实验室里观察到这种新的物质形态.在QGP形成的初期,系统处于非平衡态,因此分析QGP从非平衡态到平衡态演化的过程是必要的.描写这个演化过程的快慢程度的物理量就是阻尼率^[1].它表征弛豫时间的倒数.

本文讨论对称性自发破缺的 ϕ^4 理论中的具有有限动量的等离子体激元的阻尼率 $\gamma_k(T)$,研究从温度 T 大于相变点 T_c 到趋于相变点 T_c 过程中 $\gamma_k(T)$ 随温度 T 的变化特征.

等离子体激元的阻尼率的定义为

$$\gamma_k(T) \equiv \frac{\text{Im}(\omega_k, \mathbf{k})}{2\omega_k}, \quad (1)$$

其中 $\omega_k^2 = |\mathbf{k}|^2 + m_p^2(T)$, $m_p(T)$ 是等离子体激元的质量, \mathbf{k} 是激元的动量, Im 是自能的虚部.

2001-06-17 收稿

* 国家自然科学基金(19928511, 10135030)资助

1) E-mail: zhanghz@iopp.ccnu.edu.cn

在以往的研究中^[2,3,4],考虑阻尼率随温度的变化关系时,忽略了耦合常数随温度的跑动.正如下面将要看到的对于具有对称性自发破缺的标量场模型,不计及耦合常数随温度的跑动,在临界点静止的等离子体激元的阻尼率出现发散,因而趋于临界点时,弛豫时间越来越短,和临界趋缓规律相矛盾.鉴于此,Pietroni 采用热重整化群(TRG)的方法,给出了在临界温度附近耦合常数随温度的跑动.结果表明^[5],零动量的等离子体激元的阻尼率随温度趋于临界温度而逐渐减小,因而弛豫时间逐渐变长,与临界趋缓规律一致.

本文将上述零动量情形推广到有限动量的一般情形,导出有限动量的等离子体激元满足的热重整化群方程,并由此分析有限动量的等离子体激元阻尼率的临界行为.

2 有限动量的等离子体激元的阻尼率

考虑具有对称性自发破缺的拉氏量

$$\mathcal{L}_0 = \frac{1}{2} \partial_\mu \phi \partial_\mu \phi + \frac{1}{2} \mu_0^2 \phi^2 + \frac{\lambda_0}{4!} \phi^4,$$

其中 $\mu_0^2 < 0$, λ_0 是耦合常数. 等离子体激元阻尼率的自洽计算需要利用硬热圈的重求和^[6]. 对于 ϕ^4 标量场,硬热圈给出一个与动量无关的实数,因此由硬热圈导出的热质量为^[2,3], $m_{\text{th}}^2 = -\frac{\lambda_0 T^2}{24}$. 定义等离子体激元的质量为

$$m_p^2 = \mu_0^2 + \frac{\lambda_0 T^2}{24}. \tag{2}$$

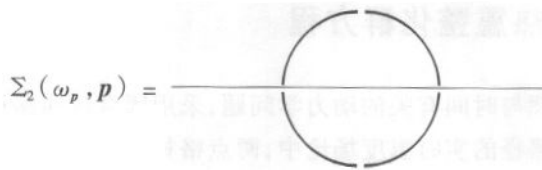
如同文献[2]中处理无质量标量场的硬热圈重求和一样,定义

$$\mathcal{L} = \left(\mathcal{L}_0 + \frac{1}{2} m_{\text{th}}^2 \phi^2 \right) - \frac{1}{2} m_{\text{th}}^2 \phi^2 = \mathcal{L}_{\text{eff}} - \frac{1}{2} m_{\text{th}}^2 \phi^2.$$

其中 \mathcal{L}_{eff} 为硬热圈重求和的有效拉氏量. 其后的一项看成是附加的相互作用项. 由 \mathcal{L}_{eff} 给出重求和的有效传播子

$$\Delta(k) = \frac{1}{k^2 + m_p^2}$$

对于 ϕ^4 理论,虚时微扰论的计算表明,自能虚部的领头阶贡献来自双圈图



在文献[2]中已给出其虚部可分为两部分:

$$\text{Im}\Sigma_2(\omega_p, p) = \text{Im}g_1(\omega_p, p) + \text{Im}g_2(\omega_p, p),$$

$\text{Im}g_1(\omega_p, p)$ 为三体衰变的贡献

$$\text{Im}g_1(\omega_p, p) = \pi \left(\exp \frac{\omega_p}{T} - 1 \right) \int d[\mathbf{k}, \mathbf{q}] f_{\mathbf{k}} f_{\mathbf{q}} f_r \delta(\omega_p - E_{\mathbf{k}} - E_{\mathbf{q}} - E_r);$$

$\text{Im}g_2(\omega_p, p)$ 为朗道阻尼的贡献,

$$\text{Im}g_2(\omega_p, \mathbf{p}) = 3\pi \left(\exp \frac{\omega_p}{T} - 1 \right) \int d[\mathbf{k}, \mathbf{q}] (1 + f_k) f_q f_r \delta(\omega_p + E_k - E_q - E_r),$$

其中

$$d[\mathbf{k}, \mathbf{q}] = \frac{\lambda^2 \mu^4}{6} \frac{d^{D-1} k}{(2\pi)^{D-1}} \frac{d^{D-1} q}{(2\pi)^{D-1}} \frac{1}{8E_k E_q E_r} \quad \mathbf{r} = \mathbf{k} + \mathbf{q} - \mathbf{p},$$

$$E_l^2 = |\mathbf{l}|^2 + m_p^2, \quad f_l = \frac{1}{\exp(E_l/T) - 1} \quad \mathbf{l} = \mathbf{k}, \mathbf{q}, \mathbf{r}.$$

由此可导出等离子体激元的阻尼率:

$$\gamma(\sqrt{|\mathbf{p}|^2 + m_p^2}, \mathbf{p}) = \frac{\lambda_0^2 T}{256\pi^3} \frac{1}{z(z)} \int_0^1 \left[L_2(\xi) + L_2\left(\frac{\xi - \zeta}{\xi(1 - \zeta)}\right) + L_2\left(\frac{\xi - \zeta}{1 - \zeta}\right) - L_2\left(\frac{(\xi - \zeta)(1 - \xi\zeta)}{\xi(1 - \zeta)^2}\right) \right] dx,$$

其中

$$z = \frac{|\mathbf{p}|}{T}, \quad a = \frac{m_p}{T}, \quad z(z) = \sqrt{z^2 + a^2}$$

$$\xi = e^{-i(x)} \quad \zeta = e^{-i(x)} \quad L_2(y) = - \int_0^y \frac{\ln(1-t)}{t} dt.$$

对于存在着对称性自发破缺的标量场 ($\mu_0^2 < 0$), 根据(2)式可看出, 场的热激发可以使这种对称性自发破缺得到恢复, 其临界温度为

$$T_c = \sqrt{-\frac{24\mu_0^2}{\lambda}}.$$

当 $T > T_c$ 时, $m_p^2 > 0$, 对称性自发破缺得到恢复.

作为一个特例, 考察(3)式 $\mathbf{p} = 0$ 的零动量情形

$$\gamma(m_p^2(T), 0) = \frac{\lambda_0^2 T^2}{1536\pi m_p^2} \quad (4)$$

当 $T \rightarrow T_c$, 由于 $m_p^2(T) \rightarrow 0$ 使得 $\gamma(m_p^2(T), 0)$ 发散, 与由 Ginzburg-Landau 方程推出的当 $\rightarrow T_c$, $\gamma(m_p^2(T), 0) \rightarrow 0$ 的临界趋缓规律相矛盾^[6].

3 标量场的热重整化群方程

为方便地处理与时间有关的动力学问题, 采用闭合时间路径的实时温度场论^[7].

在闭合时间路径的实时温度场论中, 两点格林函数定义为

$$G^{(c)}(x, x') = \langle T_p \phi(x) \phi(x') \rangle = \theta_c(t - t') G^>(x, x') + \theta_c(t' - t) G^<(x, x'), \quad (5)$$

其中 T_p 为时间编时算符, p 为标记闭合的时间路径 $C: C = C_1 \cup C_2$. C_1 沿实轴从 $-\infty$ 到 $+\infty$, C_2 从 $+\infty$ 到 $-\infty$. 在时间路径 C_1 上, T_p 为通常的时间编时算符. 在时间路径 C_2 上, T_p 为反时序的时间编时算符. 两点关联函数为

$$G^>(x, x') = \langle \phi(x) \phi(x') \rangle = G^<(x', x). \quad (6)$$

函数 $\theta_c(t - t')$ 服从

$$\theta_c(t-t') = \begin{cases} \theta(t-t') & t, t' \in \\ \theta(t'-t) & t, t' \in C_2, \\ 0 & t \in C_1, t' \in \\ 1 & t \in C_2, t' \in C_1. \end{cases}$$

其中 $\theta(x)$ 是阶跃函数.

考虑一个自由场,用产生算符和湮没算符展开

$$\phi(x) = \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3 2\omega_k} (a_k e^{-ikx} + a_k^\dagger e^{ikx}),$$

其中 $k_0 = \omega_k = \sqrt{k^2 + m^2}$, m 是零温场质量.

对于处于热平衡态,温度 $T = 1/\beta$ 的理想气体^[8]

$$\begin{cases} \langle a_k^\dagger a_{k'} \rangle_\beta = (2\pi)^3 2\omega_k N(\omega_k) \delta(k - k'), \\ \langle a_k a_{k'}^\dagger \rangle_\beta = (2\pi)^3 2\omega_k [1 + N(\omega_k)] \delta(k - \end{cases}$$

其中 $N(k_0) = 1/(e^{\beta k_0} - 1)$ 是 Bose-Einstein 分布函数.

在(8)式中热平均值都与温度有关.(8)式第二个方程的第一部分 $(2\pi)^3 2\omega_k \delta(k - k')$ 反映了“量子”贡献,第二部分 $(2\pi)^3 2\omega_k N(\omega_k) \delta(k - k')$ 反映了“热”贡献,这两部分是分离的. Wilson 热重整化群的主要思想是在 Bose-Einstein 分布函数中引入一个动量截断,如

$$\begin{cases} \langle a_k^\dagger a_{k'} \rangle_\beta^\Lambda = (2\pi)^3 2\omega_k N(\omega_k) \theta(|k| - \Lambda) \delta(k - k'), \\ \langle a_k a_{k'}^\dagger \rangle_\beta^\Lambda = (2\pi)^3 2\omega_k [1 + N(\omega_k) \theta(|k| - \Lambda)] \delta(k - k'). \end{cases} \quad (9)$$

其中

$$\theta(|k| - \Lambda) = \begin{cases} 1 & |k| > \Lambda, \\ 0 & |k| < \Lambda. \end{cases}$$

将(7)式代入(6)式,并应用(9)式,则根据(5)式得到有截断的自由传播子

$$iD_\Lambda^{(c)}(x-x') = \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} 2\pi \delta(k^2 - m^2) e^{-ik(x-x')} [\theta(k_0) \theta_c(t-t') + \theta(-k_0) \theta_c(t'-t) + N(|k_0|, \Lambda)], \quad (10)$$

其中 $N(|k_0|, \Lambda) = N(|k_0|) \theta(|k_0| - \Lambda)$.

注意到函数 $\theta_c(t-t')$ 的定义,对(10)式进行傅里叶变换,得到在动量空间有截断的实时传播子^[9]

$$D_\Lambda(k) = \begin{pmatrix} \Delta_0 & (\Delta_0 - \Delta_0^*) \theta(-k_0) \\ (\Delta_0 - \Delta_0^*) \theta(k_0) & -\Delta_0^* \end{pmatrix} + (\Delta_0 - \Delta_0^*) N(|k_0|, \Lambda) B, \quad (11)$$

其中

$$\Delta_0 = \frac{1}{k^2 - m^2 + i\epsilon}, \quad B = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix}. \quad (12)$$

(11)式清楚地表明实时温度场论中传播子的零温部分和有限温度部分是分离的. 实时有截断的格林函数的生成泛函的路径积分可表示为^[9]

$$Z_\Lambda[J_1, J_2] = \int \delta\phi_1 \delta\phi_2 \exp \left[i \left(\frac{1}{2} \phi_a (D_\Lambda^{-1})^{ab} \phi_b + S_{im}[\phi_1, \phi_2] + J^a \phi_a \right) \right], \quad (13)$$

其中 J_1, J_2 分别是积分路径 C_1, C_2 上的相互独立的外源, $S_{\text{int}}[\phi_1, \phi_2]$ 是经典作用量的相互作用部分

$$S_{\text{int}}[\phi_1, \phi_2] = S_{\text{int}}[\phi_1] - S_{\text{int}}^*[\phi_2].$$

从(11)式可以看出,一方面,在 $\Lambda \rightarrow \infty$ 的极限情况下,由于 Bose-Einstein 分布函数 $N(|k_0|, \Lambda) \rightarrow 0$, 传播子的温度部分可以忽略不计. 因此,当 $\Lambda \rightarrow \infty$ 时,通过(13)式对外源 J_1 的泛函导数,可以得到零温的,重整化的完全传播子. 另一方面,在 $\Lambda \rightarrow 0$ 的极限情况下,(11)式给出的传播子就是平衡态的,实时有限温度场论的自由传播子. 因此, $\Lambda \rightarrow 0$ 时,(13)式的生成泛函对外源的泛函导数给出平衡态下的完全传播子.

连通格林函数的生成泛函定义为

$$W_\Lambda[J] = -i \ln Z_\Lambda[J], \quad (14)$$

其中 $J = (J_1, J_2)$. 通过对 $W_\Lambda[J]$ 进行勒让德变换,得到单粒子不可约的格林函数(正规顶角)的生成泛函

$$\Gamma_\Lambda[\phi] = W_\Lambda[J] - J^a \phi_a - \frac{1}{2} \phi_a (D_\Lambda)^{ab} \phi_b, \quad (15)$$

其中 $\phi_a = \frac{\delta W_\Lambda[J]}{\delta J^a}$. 分别将(13)–(15)式对 Λ 求偏导数后,并化简,得到关于 Γ_Λ 的重整化群(TRG)方程

$$\Lambda \frac{\partial}{\partial \Lambda} \Gamma_\Lambda[\phi] = \frac{i}{2} \text{Tr} \left[\Lambda \frac{\partial}{\partial \Lambda} D_\Lambda^{-1} \left(D_\Lambda^{-1} + \frac{\delta^2 \Gamma_\Lambda[\phi]}{\delta \phi \delta \phi} \right)^{-1} \right].$$

我们感兴趣的是两点 and 四点正规顶角的演化方程. 记自能为 Σ_Λ , 有截断的完全传播子为 G_Λ . 根据 Schwinger-Dyson 方程,有

$$G_\Lambda^{-1}(k; \varphi) = D_\Lambda^{-1}(k; \varphi) + \Sigma_\Lambda(k; \varphi), \quad (17)$$

其中, $\Sigma_\Lambda(k; \varphi) = \Gamma_\Lambda^{(2)}(k; \varphi) \equiv \frac{\delta^2 \Gamma_\Lambda[\phi]}{\delta \phi \delta \phi} \Big|_{\phi_1 = \phi_2 = \varphi}$ (18)

分别对(16)式两边关于 ϕ_1, ϕ_2 求二阶,四阶偏导数,然后令 $\phi_1 = \phi_2 = \text{常数 } \varphi$, 可得

$$\Lambda \frac{\partial}{\partial \Lambda} \Gamma_\Lambda^{(2)} = \frac{1}{2} \text{Tr} [k_\Lambda (\Gamma_\Lambda^{(4)} - 2\Gamma_\Lambda^{(3)} G_\Lambda \Gamma_\Lambda^{(3)})],$$

$$\Lambda \frac{\partial}{\partial \Lambda} \Gamma_\Lambda^{(4)} = -3 \text{Tr} [G_\Lambda \Gamma_\Lambda^{(4)} k_\Lambda \Gamma_\Lambda^{(4)}] + 14 \text{Tr} [G_\Lambda \Gamma_\Lambda^{(3)} G_\Lambda \Gamma_\Lambda^{(3)} k_\Lambda \Gamma_\Lambda^{(4)}] + \text{Tr} [k_\Lambda \Gamma_\Lambda^{(3)} G_\Lambda \Gamma_\Lambda^{(3)} G_\Lambda \Gamma_\Lambda^{(3)} G_\Lambda \Gamma_\Lambda^{(3)}],$$

其中 $k_\Lambda \equiv -i G_\Lambda \cdot \Lambda \frac{\partial}{\partial \Lambda} D_\Lambda^{-1} \cdot G_\Lambda$.

类似于(11)式,有截断的完全传播子可以表示为

$$G_\Lambda(k) = \begin{pmatrix} \Delta_\Lambda & (\Delta_\Lambda - \Delta_\Lambda^*) \theta(-k_0) \\ (\Delta_\Lambda - \Delta_\Lambda^*) \theta(k_0) & -\Delta_\Lambda^* \end{pmatrix} + (\Delta_\Lambda - \Delta_\Lambda^*) N(|k_0|, \Lambda) B, \quad (22)$$

其中 $\Delta_\Lambda = \frac{1}{k^2 - m^2 + \Pi_\Lambda(k; \varphi) + i\epsilon}$. (23)

自能 $\Pi_\Lambda(k; \varphi)$ 与自能矩阵 $\Sigma_\Lambda(k; \varphi)$ 的 1-1 分量的关系如下

$$\operatorname{Re}\Pi_{\Lambda}(k; \varphi) = \operatorname{Re}[\Sigma_{\Lambda}(k; \varphi)]_{11}, \quad (24)$$

$$\operatorname{Im}\Pi_{\Lambda}(k; \varphi) = \frac{1}{1 + N(|k_0|, \Lambda)} \operatorname{Im}[\Sigma_{\Lambda}(k; \varphi)]_{11}. \quad (25)$$

将(22)式代入(21)式得

$$k_{\Lambda}(k; \varphi) = -2\pi\delta(k_0^2 - \omega_k^2)\theta(\omega_k^2)\Lambda\delta(|k| - \Lambda)N(|k_0|)B. \quad (26)$$

其中 $\omega_k^2 = |k|^2 + m_{\Lambda}^2$, $m_{\Lambda}^2 = m^2 - \operatorname{Re}\Pi_{\Lambda}(k; \varphi)$.

将(26)式代入(19)式和(20)式,就得到两点 and 四点顶角函数的演化方程.

4 数值结果分析

本节主要利用(19)式和(20)式给出的演化方程以及(3)式数值计算等离子体激元的阻尼率.

定义四点函数为 $\Gamma_{\Lambda}^{(4)} = -\lambda_{\Lambda} - i\eta$.

根据(18),(24)和(27)式,有

$$\operatorname{Re}\Gamma_{\Lambda}^{(2)} = m^2 - m_{\Lambda}^2.$$

利用(23)式,将(22),(26)–(29)式代入(19)式和(20)式,即有

$$\begin{aligned} \Lambda \frac{\partial}{\partial \Lambda} m_{\Lambda}^2 &= -\frac{\Lambda^3}{4\pi^2} \frac{N(\omega_{\Lambda})}{\omega_{\Lambda}} \lambda_{\Lambda}, \\ \Lambda \frac{\partial}{\partial \Lambda} \lambda_{\Lambda} &= -3 \frac{\Lambda^3}{4\pi^2} \left(\frac{d}{dm_{\Lambda}^2} \frac{N(\omega_{\Lambda})}{\omega_{\Lambda}} \right) \lambda_{\Lambda}^2, \end{aligned}$$

其中 $\omega_{\Lambda} = \sqrt{\Lambda^2 + m^2}$.

在前面已经指出 $\Lambda \rightarrow \infty$ 时,对应零温场论; $\Lambda \rightarrow 0$ 时,对应有有限温度场论. 因此(30)式和(31)式中, $\Lambda \rightarrow 0$ 时 $m_{\Lambda=0}$ 及 $\lambda_{\Lambda=0}$ 的解正是我们所需要的包含有限温度全部信息的结果. 零温场论的结果,即 $\Lambda \rightarrow \infty$ 时 m_{Λ} 及 λ_{Λ} 的值作为求解 $m_{\Lambda=0}$ 及 $\lambda_{\Lambda=0}$ 的初始条件. 实际计算中取 $\Lambda = \Lambda_0 > 10T$ 使得 $N(|k_0|, \Lambda) \rightarrow 0$, 取初始条件为 m_{Λ_0} 和 λ_{Λ_0} .

这里所选择的作为初始条件的零温场论存在着对称性自发破缺,即 $m_{\Lambda_0}^2 < 0$. 求解(30)式和(31)式所期望得到的是温度从 $T > T_c$ 到 $T \rightarrow T_c$ 这一临界点的 $m_{\Lambda=0}^2, \lambda_{\Lambda=0}$ 的值. 结果表明,当 $T \rightarrow T_c$ 时, $m_{\Lambda=0}^2$ 和 $\lambda_{\Lambda=0}$ (即 $\lambda(\text{run})$) 的值都逐渐减小,如图 1, 图 2 所示. 当 $T = T_c$ 时, $m_{\Lambda=0}^2 = 0$, 自发破缺的对称性得到恢复. 在图 2 中,作为比较,我们还画出了没有跑动的耦合常数 $\lambda(\text{no run})$ 的值.

前面已经指出,不考虑耦合常数随温度的跑动,零动量的等离子体激元的阻尼率 $\gamma_{k=0}(T)(\text{no run})$ 在 $T \rightarrow T_c$ 时是发散的. 将(3)式中 $\lambda(\text{no run})$ 用 TRG 方程(30)和(31)式给出的随温度 T 跑动的耦合常数 $\lambda(\text{run})$ 代替,重新计算等离子体激元的阻尼率,数值结果表明,当 $T \rightarrow T_c$ 时,阻尼率 $\gamma_{k=0}(T)(\text{run})$ 不再发散,而趋于零值(图 3(a)). 这一结果与 Pietroni 在文献[5]中的结果完全一致. 图 3(b), (c) 给出在有限动量下,分别考虑 λ 随温度 T 的跑动和不跑动情形下等离子体激元的阻尼率. 其中 $\lambda(\text{run})$ 取 TRG 方程(30)和(31)

式给出的 $\lambda_{\lambda=0}$ 值. 在有限动量情形下, 不考虑耦合常数随温度的跑动, 当 $T \rightarrow T_c$ 时, 阻尼率 $\gamma_k(T)$ (no run) 虽然不再发散, 但仍然是逐渐增加的, 意味着弛豫时间越来越短, 仍然与临界趋缓规律矛盾. 考虑耦合常数随温度的跑动后, 等离子体激元的阻尼率 $\gamma_k(T)$ (run) 在温度 $T \rightarrow T_c$ 时而逐渐减小到零值, 和不考虑耦合常数随温度的跑动情形的变化趋势相反. 当 $T = T_c$ 时, 阻尼率 $\gamma_k(T)$ (run) 变为零, 弛豫时间变为无穷大, 和临界趋缓规律一致.

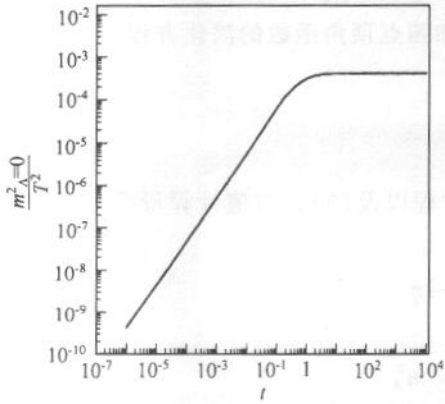


图 1 TRG 方程给出的等离子体激元的质量 $m_{\lambda=0}^2$ 随温度的变化关系

$$t = \frac{T - T_c}{T_c}$$

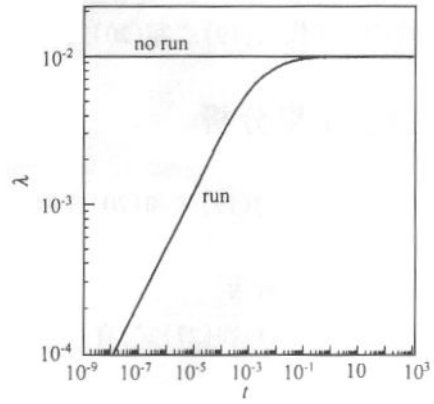


图 2 无跑动的耦合常数 λ (no run) 和 TRG 方程给出的耦合常数 λ (run) 随温度的跑动

$$t = \frac{T - T_c}{T_c}$$

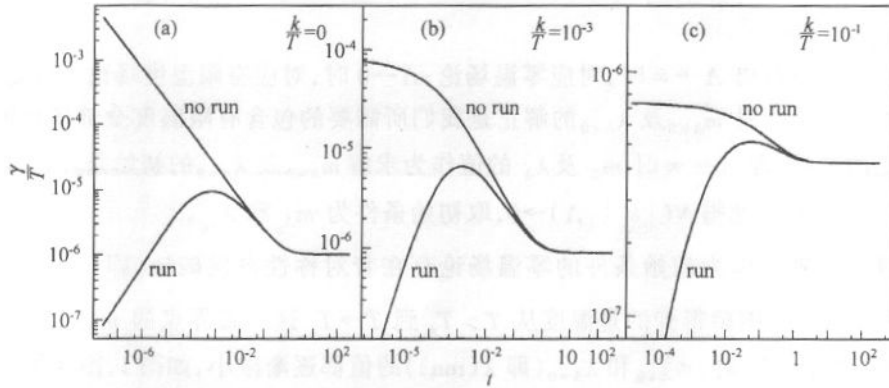


图 3 不同动量下, 随温度 T 的跑动和不随温度的跑动的耦合常数对应的等离子体激元的阻尼率

$$t = \frac{T - T_c}{T_c}$$

5 结论

本文考虑了耦合常数的热重整化, 导出了在闭合时间路径的实时温度场论中标量的热重整化群方程, 结果表明耦合常数随温度跑动. 利用跑动的耦合常数, 计算了具有对称

性自发破缺的 ϕ^4 理论中有限动量的等离子体激元的阻尼率,分析了当温度趋于自发破缺对称性恢复的相变温度时阻尼率的临界行为. 所得到的结果在零动量情形和文献[5]完全一致. 对于有限动量的等离子体激元,不考虑耦合常数随温度的跑动,当温度趋于临界温度时,其阻尼率逐渐增加,因而弛豫时间逐渐变短,和临界趋缓规律矛盾. 考虑到耦合常数随温度的跑动后,得到的有限动量的等离子体激元的阻尼率的临界行为刚好与上述趋势相反,弛豫时间变长,和临界趋缓规律一致.

预期耦合常数随温度的跑动对热标量场的输运性质产生重要影响. 这方面的工作正在进行中.

参考文献 (References)

- 1 Weldon H A. Phys. Rev., 1983, **D28**:2007
- 2 WANG F K, Heinz U. Phys. Rev., 1996, **D53**:899
- 3 Parwani R R. Phys. Rev., 1992, **D45**:4695
- 4 Jeon S. Phys. Rev., 1993, **D47**:4586
- 5 Pietroni M. Phys. Rev. Lett., 1998, **81**:2424
- 6 Pisarski R D. Phys. Rev. Lett., 1989, **63**:1129; Nucl. Phys., 1990, **B337**:569
- 7 Chou K C, SU Z B, HAO B L et al. Phys. Rep., 1985, **118**:1
- 8 Hohenberg P C, Halperin B I. Rev. Mod. Phys., 1977, **49**:435
- 9 D'Attanasio M, Pietroni M. Nucl. Phys., 1996, **B472**:711

Critical Behavior of Plasmon Damping Rate in Thermal Scalar Field *

ZHANG Han-Zhong¹⁾ WANG En-Ke

(Institute of Particle Physics, Huazhong Normal University, Wuhan 430079, China)

Abstract Thermal Renormalization Group equations are derived in the framework of Closed-Time-Path formalism in real-time temperature field theory. The numerical solutions of the Thermal Renormalization Group equations show that the coupling constant runs with temperature. Applying Thermal Renormalization Group equations to ϕ^4 theory with spontaneously breaking symmetry, we investigate the critical behavior of the damping rate of the plasmon with finite momentum at the phase transition temperature of restoring symmetry. As the critical point is approached, it turns out that for the plasmon with finite momentum the damping rate decrease to zero. The tendency is opposite to that obtained by taking the no-running coupling constant. The result is consistent with critical slowing down law.

Key words plasma, damping rate, critical temperature, thermal renormalization group equation

Received 17 June 2001

* Supported by National Natural Science Foundation of China (19928511, 10135030)

1) E-mail: zhanghz@iopp.cnu.edu.cn