

高温高密下 W-S 模型的对称性恢复 和等离子体效应*

侯德富 李家荣

(华中师范大学粒子物理研究所, 武汉, 430090)

摘 要

从 W-S 模型的完全拉氏量出发, 按巨正则系综的温度场论计算了该模型在有限温度和密度下的有效势, 讨论了高温高密下弱电系统的两个基本热效应。发现热效应不仅可以抵消 Higgs 机制的效应使对称性得到恢复, 而且还会使规范粒子保留有来自极化效应导致的质量。

引 言

有限温度规范场的基本问题之一是探讨自发破缺对称性得到恢复的条件及对称性恢复相变的性质和机制^[1-3]。一些作者采用平均场近似解运动方程^[3,5], 或直接计算有限温度下有效势的方法研究了若干模型的对称性问题^[2]。

统一描述弱电过程的 W-S 模型是有自发破缺的规范理论^[4]。讨论该模型在高温高密下的行为对于分析早期宇宙演化, 深入分析电磁等离子体的性质都有重要现实意义。在略去费米子贡献下文献 [5] 按平均场近似讨论了该模型在高温下对称性恢复的临界条件, 在同样的条件下文献 [6] 从标量场的玻色-爱因斯坦凝聚方面讨论了类似问题。我们认为 W-S 模型的对称性恢复问题尚待深入研究, 这不仅表现在以往的工作没有考虑费米子的贡献, 而且表现在对于这类对称性恢复的物理含义、机制需要弄清。本文进一步工作分为两个方面, 其一从该模型的完全拉氏量出发计算了在有限温度和密度下的有效势到单圈近似, 得到了对称性恢复相变的临界温度, 给出了一种可能的相变图象。其二考虑了弱电系统中的等离子体效应对规范粒子传播子极点的影响, 发现在临界温度以上虽然来自 Higgs 机制的质量被热效应抵消了, 但由于热效应使规范粒子传播子极点移动而导致了附加质量。本文讨论表明: 对称性恢复的确切含义是 Higgs 机制效应被热效应抵消, 但这并不意味着高温下的弱电过程可以简单地用无自发破缺的 $SU(2) \times U(1)$ 理论描述, 而应用有限温度下的这类理论来描述。

本文 1990 年 7 月 26 日收到。

* 国家自然科学基金资助课题。

一、有限温度和有限密度下 W-S 模型的有效势

W-S 模型的拉氏量密度是^[4]:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & (\mathcal{D}^\nu \phi)^\dagger (\mathcal{D}^\nu \phi) + (m^2 + \delta m^2) \phi^\dagger \phi - (\lambda + \delta \lambda) (\phi^\dagger \phi)^2 \\ & - \frac{1}{4} F_a^{\mu\nu} F_{\mu\nu}^a - \frac{1}{4} \Gamma^{\mu\nu} \Gamma_{\mu\nu} - \bar{R} \gamma_\mu (\partial_\mu - i g' B_\mu) \\ & - \bar{L} \gamma^\mu \left(\partial_\mu + \frac{i}{2} g \tau^a \cdot A_\mu^a - \frac{i}{2} g' B_\mu \right) L \\ & - G_i (\bar{L} \phi R + \bar{R} \phi L). \quad (m^2, \lambda > 0) \end{aligned} \quad (1)$$

其中 $\delta m^2, \delta \lambda$ 分别是标量场质量重正化和耦合常数重正化的抵消项。 $\phi(x)$ 是标量场, $L(x), R(x)$ 分别是轻子左手场和右手场。 A_μ^a 是与 $SU(2)$ 群的生成元 $\frac{\tau^a}{2}$ 相应的规范场, B_μ 是与 $U(1)$ 群的生成元 $\frac{I}{2}$ 相应的规范场, $F_a^{\mu\nu}, \Gamma^{\mu\nu}$ 分别是相应的场强张量。由于规范场有四个分量,引入的标量场至少应有四个分量,令

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{vmatrix} \phi_1(x) + i\phi_2(x) \\ \phi_4(x) + i\phi_3(x) \end{vmatrix}, \quad (2)$$

其真空期待值是:

$$\langle 0 | \phi(x) | 0 \rangle = \hat{\phi} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{vmatrix} 0 \\ v \end{vmatrix}, \quad v = m\lambda^{-\frac{1}{2}} \neq 0.$$

这样的真空是自发破缺的。

在有限温度与有限密度下系统的性质由巨正则系综描述,其配分函数的泛函积分形式为^[8]:

$$\begin{aligned} Z = & \text{Tr} e^{-\beta(\hat{H} - \mu \hat{N})} \\ = & \int [d\phi][d\bar{l}][dl][dA][dB] \exp \left[- \int_0^\beta d\tau \int d^3x \mathcal{L}_{\text{eff}} \right], \end{aligned} \quad (3)$$

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = \mathcal{L} + \mu \bar{l} \gamma_0 l + A_\mu J_\mu^a + B_\mu J_B^a. \quad (4)$$

其中 μ 为轻子的化学势。要特别强调的是 $\mu \neq 0$ 时,系统不仅与背景有热交换,而且有粒子交换。即背景不仅是热库而且还是外源,因而在 \mathcal{L}_{eff} 中应加上相应的外源项。

在本工作中首先需要计算的是高温高密度下系统的有效势,为此对标量场作平移:

$$\phi(x) \rightarrow \phi(x) + \hat{\phi} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{vmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_4 + v + i\phi_3 \end{vmatrix}, \quad (5)$$

变换后得到新的拉氏量可以分解成二次型部分和相互作用部分:

$$\mathcal{L}_{\text{eff}}(\phi(x), \hat{\phi}) = \mathcal{L}_0 + \mathcal{L}_1,$$

其中二次型部分为

$$\mathcal{L}_0 = \frac{1}{2} \sum_{a=1}^4 \phi_a(k^2 - \bar{m}_a^2) - \frac{1}{2} W_{\mu\nu}^+ W^{-\mu\nu} + m_\omega^2 W_\mu^+ W^{-\mu}$$

$$\begin{aligned}
 & -\frac{1}{4} Z_{\mu\nu} Z^{\mu\nu} + \frac{1}{2} m_Z^2 Z_\mu Z^\mu - \frac{1}{4} A_{\mu\nu} A^{\mu\nu} \\
 & + \bar{l}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m_l)l + \bar{\nu}i\gamma^\mu \partial_\mu \nu + \mu \bar{l}\gamma_0 l \\
 & + \frac{1}{2} (g^2 + g'^2)^{\frac{1}{2}} Z_\mu J_\mu^Z + W_\mu^\pm J_\mu^\pm + \text{补偿项}, \tag{6}
 \end{aligned}$$

其中 l 是轻子场, ν 是中微子场。而

$$\begin{aligned}
 W_\mu^\pm &= \frac{1}{\sqrt{2}} (A_\mu^\pm \mp iA_\mu^2), \quad Z_\mu = A_\mu^3 \cos \theta_w - B_\mu \sin \theta_w, \\
 A_\mu &= A_\mu^1 \sin \theta_w + B_\mu \cos \theta_w. \tag{7}
 \end{aligned}$$

这里 θ_w 是 Weinberg 角, 满足

$$e = g \sin \theta_w, \quad g' = g \cdot \text{tg} \theta_w.$$

质量谱为:

$$\begin{aligned}
 \bar{m}_i^2 &= -(m^2 + \delta m^2) + (\lambda + \delta \lambda)v^2 = m_i^2 - \delta m^2 + \delta \lambda v^2, \\
 m_i^2 &= -(m^2 + \delta m^2) + 3(\lambda + \delta \lambda)v^2 = m_i^2 - \delta m^2 + 3\delta \lambda v^2, \quad (i = 1, 2, 3) \\
 m_w^2 &= \frac{1}{4} g^2 v^2, \quad m_Z^2 = \frac{1}{4} (g^2 + g'^2)v^2, \quad m_i^2 = \frac{1}{2} G_i^2 v^2, \tag{8}
 \end{aligned}$$

J^μ 和 J_\pm^μ 分别为中性流和电磁流。对于弱电作用中性流有特殊意义, 不妨仅考虑中性流。

对于环境外源, 可认为 $J = 0$, 这时 $J_\mu^2 = f_0^2$, 且可取 $t_0 = \frac{1}{2} \langle \bar{\nu}\gamma_0(1 + \gamma_3)\nu \rangle$ 。

有效势的树图贡献为:

$$V^0(\hat{\phi}^2) = -\frac{1}{2} (m^2 + \delta m^2)v^2 + \frac{1}{4} (\lambda + \delta \lambda)v^4, \tag{9}$$

如图 1(a) 所示。

由圈图展开知在单圈近似下有效势的贡献仅与 \mathcal{L}_0 有关^[2]。有限温度和密度下 W-S 模型有效势的单圈贡献为:

$$\begin{aligned}
 V_1^{\beta\mu}(\hat{\phi}^2) &= i \left[\int d^4x \right]^{-1} \ln \int [d\phi_a][dW_\mu^\pm dW^{-\mu}] \\
 &\quad \cdot [dZ_\mu][dA_\mu][d\bar{l}dl] \\
 &\quad \cdot [d\bar{\nu}d\nu] \exp \left\{ i \int d^4x \mathcal{L}_0 \right\}. \tag{10}
 \end{aligned}$$

将(6)式代入上式后完成场量的泛函积分, 在对规范场进行泛函积分时取物理规范。积分后得

$$\begin{aligned}
 V_1^{\beta\mu}(\hat{\phi}^2) &= -\frac{3i}{2} \int_k \ln(k^2 - \bar{m}_i^2) \\
 &\quad - \frac{i}{2} \int_k \ln(k^2 - \bar{m}_i^2) \\
 &\quad - 3i \int_k \ln(k^2 - m_w^2) - \frac{3i}{2} \int_k \ln(k^2 - m_Z^2) \\
 &\quad + 2i \int_k \ln(k^2 - m_l^2) + \frac{1}{4} (g^2 + g'^2) \cdot \frac{f_0^2}{Z[i\Delta_{00}^{-1}(0)]}. \tag{11}
 \end{aligned}$$

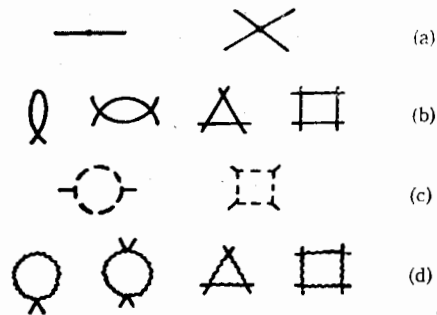


图 1 有效势的单圈近似

其中,

$$\int_k = \frac{i}{\beta} \sum_n \int \frac{d^3K}{(2\pi)^3}, \quad \beta = \frac{1}{T}.$$

$$k^0 = i\omega_n, \quad \omega_n = 2\pi n/\beta. \quad (\text{bosons})$$

$$k^0 = i\omega_n + \mu, \quad \omega_n = (2n+1)\pi/\beta. \quad (\text{Fermions})$$

$$n = 0, \pm 1, \pm 2 \dots$$

(11) 式中最后一项是由于中性流与 Z_μ 场耦合对 Z_μ 场泛函积分的结果¹⁾. $i\Delta_{00}^{-1}(0)$ 是 Z_μ 场在零动量下热传播子逆的零零分量. 按本文第三部分的证明, 在高温下考虑弱电作用系统的等离子体效应后有:

$$i\Delta_{00}^{-1}(0) = m_Z^2 + \frac{T^2}{g} \cdot \frac{g^2 + g'^2}{4} (1 + 8\cos^4\theta_w). \quad (12)$$

(11) 式中前两项是标量场的单圈贡献, 第五项是费米场贡献, 其余是规范场的单圈贡献, 分别如图 1(b)、(c)、(d).

有效势的单圈贡献(11)式包括零温部分和有限温度部分的贡献. 采用文献[2]中提供的技巧可以将两部分分开:

$$V^{\beta\mu}(\hat{\phi}^2) = V_0(\hat{\phi}^2) + V_1^0(\hat{\phi}^2) + \bar{V}_1^{\beta\mu}(\hat{\phi}^2). \quad (13)$$

$$V_0(\hat{\phi}^2) = -\frac{m^2}{2} v^2 + \frac{\lambda}{4} v^4. \quad (14)$$

$$V_1^0(\hat{\phi}^2) = \frac{\pi^2}{64} \left[3m_1^4 \ln \frac{m_1^2}{-m^2} + m_4^4 \ln \frac{m_4^2}{-m^2} \right. \\ \left. + (6m_w^4 + 3m_Z^4 - 4m_1^4) \ln \left(\frac{v^2}{M^2} - \frac{25}{6} \right) \right. \\ \left. + 6m^2 \lambda v^2 - 18\lambda^2 v^4 + \alpha \lambda^2 v^4 \right]. \quad (15)$$

上式即零温下有效势的单圈贡献, 它是重整化以后的结果, 满足重整化条件:

$$\left. \frac{\partial^2(V_0 + V_1^0)}{\partial v^2} \right|_{v=0} = -m^2, \quad \left. \frac{\partial^4(V_0 + V_1^0)}{\partial v^4} \right|_{v=M} = 6\lambda.$$

其中 M 是重整化点, α 是由重整化条件决定的参数. $\bar{V}_1^{\beta\mu}(\hat{\phi}^2)$ 是与温度及化学势有关的单圈势, 经变换可写成:

$$\bar{V}_1^{\beta\mu}(\hat{\phi}^2) = \frac{1}{2\pi^2\beta^4} \int_0^\infty dx \cdot x^2 \{ 3 \ln [1 - \exp(-(x^2 + \beta^2 m_1^2)^{\frac{1}{2}})] \\ + \ln [1 - \exp(-(x^2 + \beta^2 m_4^2)^{\frac{1}{2}})] \\ + 6 \ln [1 - \exp(-(x^2 + \beta^2 m_w^2)^{\frac{1}{2}})] \\ + 3 \ln [1 - \exp(-(x^2 + \beta^2 m_Z^2)^{\frac{1}{2}})] \\ - 2 \ln [1 + \exp(-(x^2 + \beta^2 m_1^2)^{\frac{1}{2}} + \beta\mu)] \\ - 2 \ln [1 + \exp(-(x^2 + \beta^2 m_1^2)^{\frac{1}{2}} - \beta\mu)] \}$$

1) 对 Z_μ 积分时, 作了如下配方:

$$\frac{1}{2} Z_\mu i\Delta^{-1} Z^\mu + \frac{1}{2} (g^2 + g'^2)^{1/2} Z_\mu J^\mu = \frac{1}{2} i\Delta^{-1} \left[Z + \frac{(g^2 + g'^2)^{1/2}}{2i\Delta^{-1}} \right]^2 - \frac{g^2 + g'^2}{4} \cdot \frac{J^2}{2i\Delta^{-1}}.$$

$$+ \frac{j_0^2}{2} \left[v^2 + \frac{T^2}{3} (1 + 8\cos^4\theta_w) \right]^{-1}. \quad (16)$$

其中 $x = \beta |k|$.

在高温下作积分展开^[2,7], 可证明:

$$\begin{aligned} I(m) &= \frac{1}{2\pi^2\beta^4} \int_0^\infty dx \cdot x^2 \ln [1 - \exp(-(x^2 + \beta^2 m^2)^{\frac{1}{2}})] \\ &= -\frac{\pi^2}{90\beta^4} + \frac{m^2}{24\beta^2} + \dots \\ I'(m) &= -\frac{1}{\pi^2\beta^4} \int_0^\infty dx \cdot x^2 \{ \ln [1 + \exp(-(x^2 + \beta^2 m^2)^{\frac{1}{2}} + \beta\mu)] \\ &\quad + \ln [1 + \exp(-(x^2 + \beta^2 m^2)^{\frac{1}{2}} - \beta\mu)] \} \\ &= -\frac{7\pi^2}{180\beta^4} + \frac{m^2 - 2\mu^2}{12\beta^2} + \frac{\mu^2}{4\pi^2} m^2 - \frac{\mu^4}{12\pi^2} + \dots \end{aligned}$$

利用上面的展开式可将(16)式写成:

$$\begin{aligned} \bar{V}_1^{\beta\mu}(\hat{\phi}^2) &= \frac{-11\pi^2}{60\beta^4} - \frac{\mu^4}{12\pi^2} + \frac{\mu^2 m_i^2}{4\pi^2} \\ &\quad + \frac{3m_1^2 + m_2^2 + 6m_w^2 + 3m_z^2 + 2m_i^2 - 4\mu^2}{24\beta^2} \\ &\quad + \frac{j_0^2}{2} \left[v^2 + \frac{T^2}{g} (1 + 8\cos^4\theta_w) \right]^{-1}. \quad (17) \end{aligned}$$

二、对称性恢复相变

文献[1,2]曾一般地指出零温下若 Higgs 标量场质量参数没有正确的符号, 对称性是自发破缺的; 若在高温下热效应引起的修正使质量参数取正确的符号, 则对称性得到恢复. 由此可得到对称性恢复相变的临界条件为:

$$-m^2 - 2 \frac{\partial \bar{V}^{\beta\mu}(\hat{\phi}^2)}{\partial v^2} \Big|_{v=0} = 0. \quad (18)$$

其中 $v(T)$ 可作为相变的序参量.

将(17)式代入上式可得到:

$$\begin{aligned} -m^2 + \left(6\lambda + G_i^2 + \frac{3e^2(1 + 2\cos^2\theta_w)}{\sin^2 2\theta_w} \right) \cdot \frac{T_c^2}{12} \\ + \frac{G_i^2}{4\pi^2} \mu^2 - j_0^2 \left[\frac{T_c^2}{9} (1 + 8\cos^4\theta_w) \right]^{-2} = 0. \quad (19) \end{aligned}$$

如果不考虑费米场贡献, 即 $G_i \rightarrow 0$, $\mu \rightarrow 0$, 则上式结果与文献[5]一致, 若同时不考虑中性流, 令 $j_0 \rightarrow 0$ 时有:

$$T_c^2 = \frac{4m^2}{2\lambda + e^2(1 + 2\cos^2\theta_w)/\sin^2 2\theta_w}. \quad (20)$$

这与文献[6]中结果一致.

由临界条件满足的自治方程(19)式可看出温度和轻子化学势的增加均有利于对称性

的恢复,而中性流 i_0 的增大不利于对称性的恢复。

有限温度与密度下 W-S 模型的有效势为 $V^{\beta\mu}(\phi^2)$ (13) 式,由它可得到相变的序参量满足的自治方程:

$$\frac{\partial V^{\beta\mu}(v^2)}{\partial v} = 0. \quad (21)$$

解此方程可得到序参量 $v(T)$ 与温度的变化关系,从而可判断相变级数。方程(21)是复杂的对数方程。在高温下 $T \gg m_a, m_w, m_s, m_l$ 时,可将有效势的零温部分的单圈修正略去^[2,5,7],这时若令 $i_0 = 0, \mu = 0$, 方程(21)可化为

$$v(T) \left[-m^2 + \lambda v^2(T) + \frac{d}{12\beta^2} \right] = 0. \quad (22)$$

其中 $d = 6\lambda + \frac{3}{2}g^2 + \frac{3}{4}(g^2 + g'^2) + G_i^2$ 。

方程(22)有两个解,一个是平庸解 $v(T) = 0$, 另一个是非平庸解:

$$v^2(T) = \frac{m^2}{\lambda} - \frac{d}{12\lambda} T^2 = v^2(0) - \frac{d}{12\lambda} T^2. \quad (23)$$

由它可看出当 $T = 0$ 时, $v(0) = m\lambda^{-\frac{1}{2}} \neq 0$ 对称性自发破缺,当温度接近临界温度 T_c (20) 式时, $v(T) \rightarrow 0$, 对称性恢复相变发生。序参量与温度的变化曲线如图 2 所示,它

标记了这类相变是二级相变。

标量粒子的质量谱可由(23)式代入(8)式

得到:

$$m_i^2(T) = -m^2 + \lambda v^2(T) + \frac{d}{12} T^2.$$

$$i = 1, 2, 3.$$

$$m_s^2 = -m^2 + 3\lambda v^2(T) + \frac{d}{12} T^2. \quad (24)$$

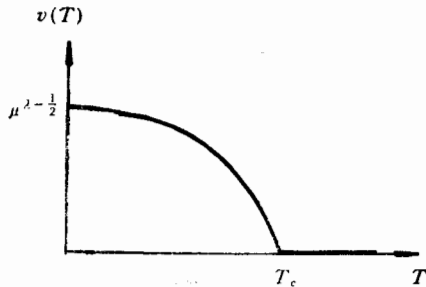


图 2 序参量与温度的关系曲线

而有限温度下规范粒子质量谱为

$$m_w^2 = \frac{1}{4} g^2 v^2(T), \quad m_z^2(T) = \frac{g^2 + g'^2}{4} v^2(T). \quad (25)$$

由(24)式可看出零温下, $m_i(0) = 0, m_s^2 = 2m^2$, 即存在三个 Goldstone 粒子, $SU(2) \times U(1)$ 对称性破缺为 $U(1)$ 对称。当温度高于临界温度即 $T \geq T_c$ 时

$$m_i^2(T) = m_s^2(T) = -m^2 + \frac{d}{12} T^2 \geq 0,$$

$$m_w^2(T) = 0 \quad m_z^2(T) = 0. \quad (26)$$

由上式可以看出,当 $T \geq T_c$ 时无质量的 Goldstone 粒子由于热激发转化为有正质量的标量粒子,特别看到的是由自发破缺产生的规范粒子质量变为零。这是因为热激发效应正好抵消了 Higgs 机制效应的缘故。

三、关于对称性恢复含义的进一步讨论

对于无自发破缺的规范理论,规范粒子质量为零。在高温高密下 W-S 模型的对称

性恢复后, 是否就意味着其规范粒子质量回到零呢? 深入讨论这个问题有利于弄清对称性恢复的含义. 注意到在高温高密度下规范系统是一种等离子体, 或等离子体中的有关对象, 特别注意到一些作者曾指出^[9], 在高温高密度下等离子体内的极化会屏蔽相互作用的长程效应, 或等效地说改变规范粒子的质量, 已熟知的例证是在电磁等离子体内, 库仑位势会变为 Debye 位势, 在夸克胶子等离子体内, 反屏蔽的禁闭位势也变为 Debye 型的短程位势, 这使人想到, 对于高温高密下的弱电系统, 在临界温度以上时, 虽然热效应抵消了 Higgs 效应, 对称性得到恢复, 但弱电作用也不会是长程作用, 即规范粒子的有效质量不会为零, 下面我们以 Z^0 粒子为例具体计算等离子体内的极化如何导致规范粒子传播子极点的改变, 从而得到在这种情况下规范粒子的有效质量.

在链近似下, 取红外极限, 规范粒子传播子的零零分量与极化张量有如下关系^[9]:

$$i\Delta_{00}(k_0 = 0, |\mathbf{K}| \rightarrow 0) = \frac{-i}{k^2 + m^2 - \Pi_{00}}. \quad (27)$$

因而由等离子体效应导致的附加质量为:

$$\Delta m^2 = -\Pi_{00}(k_0 = 0, |\mathbf{K}| \rightarrow 0) = \frac{1}{3} \Pi_{\mu}^{\mu}(k_0 = 0, |\mathbf{K}| \rightarrow 0). \quad (28)$$

Π_{00} 是按有效温度场论计算的极化张量的零零分量.

与 Z^0 有关的自能图如图 3(a) 和 (b)

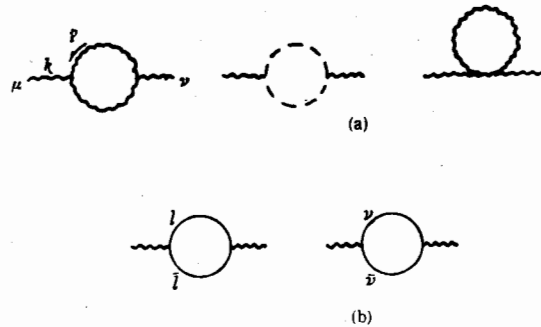


图 3 Z^0 的自能图. 内线上有规范场(波浪线)、鬼场(虚线)、费米场(实线)

由费曼规则可导出图 3(a) 的贡献为

$$\begin{aligned} \Pi_{\mu\nu}(k) = & -i \cdot \frac{g^4}{g^2 + g'^2} \int \frac{d^4 p}{(2\pi)^4} \cdot \frac{1}{p^2(p+k)^2} \\ & \cdot [(2p^2 + 2p \cdot k + 5k^2)\delta_{\mu\nu} + 5k_\mu p_\nu + 5p_\mu k_\nu - 2k_\mu k_\nu + 10p_\mu p_\nu] \\ & + \frac{ig^4}{g^2 + g'^2} \int \frac{d^4 p}{(2\pi)^4} \cdot \frac{1}{p^2(p^2 + k^2)} \cdot [p_\mu k_\nu + 2p_\mu p_\nu + p_\nu k_\mu] \\ & + \frac{6ig^4}{g^2 + g'^2} \int \frac{d^4 p}{(2\pi)^4} \cdot \frac{\delta_{\mu\nu}}{p^2}. \end{aligned} \quad (29)$$

取红外极限 $k_0 = 0, |\mathbf{K}| \rightarrow 0$, 求迹得到

$$\Pi_{\mu}^{\mu}(A) = \frac{8ig^4}{g^2 + g'^2} \int \frac{d^4 p}{(2\pi)^4} \cdot \frac{1}{p^2}. \quad (30)$$

同样可得到图 3(b) 的贡献为

$$\Pi_{\mu}^{\mu}(B) = -\frac{3i}{2}(g^2 + g'^2) \int \frac{d^4 p}{(2\pi)^4} \cdot \frac{1}{p^2}. \quad (31)$$

以上是零温下动力学的计算结果。为了考虑热效应,按温度场论对上面二式作变换:

$$p_0 \rightarrow i\omega_n, \quad \int \frac{d^4 p}{(2\pi)^4} \rightarrow i \sum_n \int \frac{d^3 \mathbf{p}}{(2\pi)^3},$$

$$\omega_n = \begin{cases} 2\pi n/\beta. & (\text{规范场}) \\ (2n+1)\pi/\beta. & (\text{费米场}) \end{cases} \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

并运用数学公式:

$$\sum_{-\infty}^{+\infty} (x^2 + n^2)^{-1} = \frac{\pi}{x} \coth \pi x,$$

$$\sum_{-\infty}^{+\infty} [y^2 + (2n+1)^2]^{-1} = \frac{\pi}{2y} \tanh \frac{\pi}{2} y. \quad (32)$$

对(30)、(31)式作进一步变换可将与温度无关的部分分开。积分后总的极化张量的贡献为:

$$\begin{aligned} \Pi_{\mu}^{\mu}(T) &= \Pi_A(T) + \Pi_B(T) \\ &= \Pi(0) + \frac{T^2}{12}(g^2 + g'^2)(1 + 8\cos^4\theta_w). \end{aligned} \quad (33)$$

这里 $\Pi(0)$ 是零温下的极化部分,它包含了紫外发散,这可按标准手续由重整化吸收掉。由(28)式和(33)式可得到高温下规范粒子 (Z^0) 的附加质量:

$$\Delta m_{Z^0}^2 = \frac{T^2}{36}(g^2 + g'^2)(1 + 8\cos^4\theta_w). \quad (34)$$

这时 Z^0 粒子热传播子零分量的逆按(27)式有

$$i\Delta_{00}^{-1}(k^2) = k^2 + \frac{1}{4}(g^2 + g'^2)v^2 + \frac{T^2}{36}(g^2 + g'^2)(1 + 8\cos^4\theta_w). \quad (35)$$

规范粒子在温度 T 时的总质量为

$$M_T^2(Z^0) = \frac{1}{4}(g^2 + g'^2)v^2(T) + \frac{T^2}{36}(g^2 + g'^2)(1 + 8\cos^4\theta_w). \quad (36)$$

注意到在临界温度以上, $v(T) = 0$, 因而由上式可见, 尽管这时由 Higgs 机制效应导致的 Z^0 粒子质量消失, 但 Z^0 粒子仍保留有等离子体效应导致的附加质量, 即上式的第二项, 也就是说, 在高温下对称性恢复并不意味着规范粒子质量也恢复为零。规范粒子质量为零是零温场论的结论, 是指为保证理论的规范对称性, 拉氏量中不能含有规范粒子的质量项。这是从动力学方面给出的结果。在高温下, 对称性恢复后, Z^0 粒子之所以有非零质量, 由前面的计算可知, 这是高温下等离子体内极化效应的结果, 是由温度场论得到的一个热力学结论, 它和系统在动力学方面具有的规范对称性是相容的。为了更直接地看到这一点, 现在反过来考虑在零温下无自发破缺的 $SU(2) \times U(1)$ 理论, 这时规范粒子质量为零。若在高温下考虑了热运动后按温度场论计算规范粒子的极化张量, 则重复上述的这类手续后, 可得到相应于 Z^0 的规范粒子的有效质量也有和(37)式一样的结果。这说明, 从动力学看一个无自发破缺的规范理论, 在高温下由于热效应也会使规范粒子有附

加的非零质量。并且还说明了,一个自发破缺的规范理论,如 W-S 模型,在高温下对称性恢复后的行为,完全等效于一个相应的无自发破缺的规范理论在高温下的行为。

四、结论与讨论

零温下 W-S 模型是一个自发破缺的规范理论,在这篇文章中,我们从该模型的完全拉氏量出发,按巨正则系综的有限温度场论讨论了高温高密度条件下弱电系统的两个基本热效应。发现热效应不仅可以抵消 Higgs 机制的效应,使被自发破缺的对称性得到恢复,而且还会使规范粒子保留有来自极化效应导致的非零质量。表面上看对称性恢复与规范粒子有非零质量是矛盾的,但我们的分析表明这种矛盾是不存在的。因为即使一个无自发破缺的规范理论,在高温高密条件下也会由于极化效应而使规范粒子有非零质量。所谓 W-S 模型对称性恢复,是指原始理论中的破缺机制(Higgs 机制)的效应被热效应抵消了,因而从动力学方面考虑 Higgs 机制不再有贡献,等效于无破缺的 $SU(2) \times U(1)$ 动力学。但对称性恢复是在高温高密度下实现的。在这种条件下对系统行为的描述不能仅从动力学方面考虑,而不可避免地还应考虑其热力学效应。W-S 模型的对称性恢复后,规范粒子保留的非零质量正是热效应的结果。因而我们的结论是:在高温高密度条件下,弱电规范系统会经历从有自发破缺的相到对称性恢复相的相变,并且在对称性恢复后系统的性质可以用无自发破缺的 $SU(2) \times U(1)$ 规范理论的高温行为描述。

作者感谢彭宏安教授的宝贵意见以及刘连寿教授、裘忠平副教授的有益讨论。

参 考 文 献

- [1] D. Kirzhnits and A. Linde, *Phys. Lett.*, **42B**(1972), 471; Claude W. Bernard, *Phys. Rev.*, **D9**(1974), 3312.
- [2] L. Dolan and R. Jackiw, *Phys. Rev.*, **D9**(1974), 3320; S. Coleman and E. Weinberg, *PHYS. Rev.*, **D7**(1973), 1888.
- [3] J. D. Anand, *Phys. Rev.*, **D34**(1986), 2133; A. Larsen, *Z. Phys. C-Particles and Fields*, **33**(1986), 294.
- [4] S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.*, **19**(1967), 1264.
- [5] A. Linde, *Rep. Prog. Phys.*, **42**(1979), 390.
- [6] Joseph I. Kapusta, *Phys. Rev.*, **D24**(1981), 426.
- [7] C. E. Vayonakis, *Surveys in High Energy Physics*, **55**(1986), 87.
- [8] D. E. Miller, *Phys. Rev.*, **D37**(1988), 3716.
- [9] S. Nadkarni, *Phys. Rev.*, **D33**(1986), 3738; O. A. Borisenko et al, *Phys. Lett.*, **B236**(1990), 349; M. B. Misling and P. D. Morley, *Phys. Rev.*, **D13**(1976), 2771.

The Restoration of Symmetry and Plasmon Effects at High Temperature and High Density in The Weinberg-Salam Model

HOU DEFU LI JIARONG

(Institute of Particle Physics, Huazhong Normal University, Wuhan 430070)

ABSTRACT

The effective potential of the W-S model is calculated at finite temperature and density from the entire Lagrangian according to the grand canonical ensemble temperature field theory. The two elementary thermal effects in the weak and electromagnetic system are studied. The result indicates that the thermal effects not only counteract the Higgs mechanism effect and make the symmetry restore, but also make the gauge particles leave nonvanishing masses due to the plasmon effects.