

# 带电粒子系统在双外场中的高温弱简并效应\*

孙彦清† 黄朝军 龙姝明 刘亚锋 尹继武

(陕西理工学院物理系, 汉中 723001)

(2008 年 10 月 22 日收到, 2009 年 4 月 8 日收到修改稿)

用 Thomas-Fermi 半经典统计理论和方法, 研究处于匀强电场加谐振场约束的带电粒子系统的热力学性质. 首先导出外场约束下带电粒子系统的量子状态数密度, 进而给出高温弱简并情况下带电粒子系统的化学势、内能和热容量的解析式, 并分析电场和谐振场对系统化学势、内能和热容量的具体影响. 研究结果表明, 带电粒子系统在双外场约束下具有高温弱简并效应.

关键词: 带电粒子, 匀强电场, 谐振场, 高温弱简并效应

PACC: 0530, 0530F, 6740K

## 1. 引言

外势约束下理想粒子(无相互作用)系统的热力学性质与自由(无外势场)理想粒子系统的有很大不同<sup>[1-4]</sup>. 近年来, 随着囚禁超冷玻色气体和囚禁超冷费米气体实验的进展, 极大地刺激了人们对超冷原子气体的凝聚特性、量子相干特性等方面的研究兴趣<sup>[5-6]</sup>. 相比而言, 人们对玻色气体的研究是大量的<sup>[7-10]</sup>, 而对费米气体的研究较少. 虽然理想费米系统不像玻色系统那样在低温下会发生相变、产生 BEC, 但作为自然界存在的两类量子体系之一的费米系统, 在适当的条件下(如处于不同形式的外势场中)也会表现出独特的量子特性, 例如简并费米系统中可能观测到著名的 BCS 相变, 吸引相互作用可能促使费米面附近的原子形成其行为如玻色子的 Cooper 对等<sup>[11-15]</sup>. 研究外势约束下的费米系统不仅能够揭示系统的各种宏观量子效应的实质, 而且有助于人们进一步认识量子系统的性质.

简谐势是简单有效的外势形式, 匀强电场在实验上是易实现、易控制的外场. 研究处于匀强电场加简谐场约束下的带电粒子系统的热力学性质具有一定的应用价值<sup>[16-20]</sup>. 我们采用 Thomas-Fermi 半经典统计理论方法, 导出匀强电场加简谐场中带电粒子系统的量子状态数密度, 给出高温弱简并条件下

带电粒子系统的化学势、内能和热容量的解析式. 利用系统的热力学量与谐振势场和匀强电场的关系, 探讨双外场约束对带电粒子系统热力学性质的影响. 研究结果表明, 带电粒子系统在双外场约束下具有高温弱简并效应.

## 2. 带电粒子系统的量子态密度

质量  $m$ 、电量为  $q$  的带电粒子处在均匀弱电场  $E(E_x, E_y, E_z)$  和简谐场中, 如果忽略带电粒子彼此间的相互作用, 则单个带电粒子的能量

$$\epsilon = \frac{p_x^2}{2m} + \frac{p_y^2}{2m} + \frac{p_z^2}{2m} + \frac{1}{2} m\omega_x^2 x^2 + \frac{1}{2} m\omega_y^2 y^2 + \frac{1}{2} m\omega_z^2 z^2 - qE_x x - qE_y y - qE_z z, \quad (1)$$

式中  $p_x, p_y, p_z$  为带电粒子的动量,  $\omega_x, \omega_y, \omega_z$  为带电粒子在  $x, y, z$  方向上的振动角频率. 作变量代换  $\xi = x - \frac{qE_x}{m\omega_x^2}, \eta = y - \frac{qE_y}{m\omega_y^2}, \zeta = z - \frac{qE_z}{m\omega_z^2}$ , 上式简化为

$$\epsilon = \frac{p_x^2}{2m} + \frac{p_y^2}{2m} + \frac{p_z^2}{2m} + \frac{1}{2} m\omega_x^2 \xi^2 + \frac{1}{2} m\omega_y^2 \eta^2 + \frac{1}{2} m\omega_z^2 \zeta^2 - \frac{q^2}{2m} \left( \frac{E_x^2}{\omega_x^2} + \frac{E_y^2}{\omega_y^2} + \frac{E_z^2}{\omega_z^2} \right), \quad (2)$$

当系统的粒子数很大, 并且受约束粒子的动能比势能的量值大的多时, 则 Thomas-Fermi 的半经典近似法

\* 陕西省自然科学基金研究计划基金(批准号 2006A15) 和陕西省教育厅专项科研项目(批准号 09JK376) 资助的课题.

† E-mail: sunyanqing987@sina.com

是适用的,可以用对相空间的积分来代替对量子态的求和.于是等能量曲面  $\varepsilon$  内所包含的量子状态数  $\Omega(\varepsilon)$  为

$$\Omega(\varepsilon) = \frac{g}{h^3} \int_{\Gamma} dx dy dz dp_x dp_y dp_z, \quad (3)$$

其中  $g$  为简并因子,若忽略粒子自旋,并假设外电场较弱,以至于带电粒子能量  $\varepsilon \geq 0$ ,因而有

$$\begin{aligned} \lambda &= \varepsilon + \frac{q^2}{2m} \left( \frac{E_x^2}{\omega_x^2} + \frac{E_y^2}{\omega_y^2} + \frac{E_z^2}{\omega_z^2} \right) \\ &= \frac{1}{2m} (p_x^2 + p_y^2 + p_z^2) \\ &\quad + \frac{m}{2} (\omega_x^2 \xi^2 + \omega_y^2 \eta^2 + \omega_z^2 \zeta^2) > 0, \end{aligned}$$

能量椭球曲面  $\lambda = \frac{1}{2m} (p_x^2 + p_y^2 + p_z^2) + \frac{m}{2} (\omega_x^2 \xi^2 + \omega_y^2 \eta^2 + \omega_z^2 \zeta^2)$  内所包含的量子状态数  $\Omega(\lambda)$  为

$$\Omega(\lambda) = \frac{g}{h^3} \int_{\Gamma} d\xi d\eta d\zeta dp_x dp_y dp_z, \quad (4)$$

其中  $\Gamma$  表示六维椭球

$$\begin{aligned} \frac{p_x^2}{2m\lambda} + \frac{p_y^2}{2m\lambda} + \frac{p_z^2}{2m\lambda} + \frac{\xi^2}{2\lambda(m\omega_x^2)} \\ + \frac{\eta^2}{2\lambda(m\omega_y^2)} + \frac{\zeta^2}{2\lambda(m\omega_z^2)} \leq 1 \end{aligned}$$

内的空间范围.令

$$\begin{aligned} \{p_x, p_y, p_z\} &= \sqrt{2m\lambda} \{\vartheta_1, \vartheta_2, \vartheta_3\}, \\ \{\xi, \eta, \zeta\} &= \sqrt{2\lambda/m} \left\{ \frac{\varphi_1}{\omega_x}, \frac{\varphi_2}{\omega_y}, \frac{\varphi_3}{\omega_z} \right\}, \quad (5) \end{aligned}$$

则六维椭球方程简化为六维单位半径球方程  $\Lambda: \vartheta_1^2$

$+ \vartheta_2^2 + \vartheta_3^2 + \varphi_1^2 + \varphi_2^2 + \varphi_3^2 \leq 1$  (4) 式简化为

$$\begin{aligned} \Omega(\lambda) &= \frac{(2\lambda)^3 g}{\omega_x \omega_y \omega_z h^3} \int_{\Lambda} d\varphi_1 d\varphi_2 d\varphi_3 d\vartheta_1 d\vartheta_2 d\vartheta_3 \\ &= \frac{g\lambda^3}{6h^3 \omega_x \omega_y \omega_z}, \quad (6) \end{aligned}$$

从而得到等能量曲面  $\varepsilon \geq 0$  内的量子状态数

$$\Omega(\varepsilon) = \frac{g}{6h^3 \omega_x \omega_y \omega_z} \left( \varepsilon + \frac{q^2}{2m} \left( \frac{E_x^2}{\omega_x^2} + \frac{E_y^2}{\omega_y^2} + \frac{E_z^2}{\omega_z^2} \right) \right)^3, \quad (7)$$

于是得到弱匀强电场中带电粒子的量子状态数密度

$$\begin{aligned} D(\varepsilon) &= \frac{\partial \Omega(\varepsilon)}{\partial \varepsilon} = \frac{g}{2h^3 \omega_x \omega_y \omega_z} \\ &\quad \times \left( \varepsilon + \frac{q^2}{2m} \left( \frac{E_x^2}{\omega_x^2} + \frac{E_y^2}{\omega_y^2} + \frac{E_z^2}{\omega_z^2} \right) \right)^2, \quad (8) \end{aligned}$$

对于  $\omega_x = \omega_y = \omega_z = \omega$  的各向同性谐振场中的带电粒子(激发态简并因子  $g > 1$ , 而且能量越高简并度

越大)和弱匀强电场,选取  $E_x = E_y = E_z = E$  (等价于一维匀强电场),则弱匀强电场中带电粒子的量子状态数密度为

$$D(\varepsilon) = \frac{g}{2h^3 \omega^3} (\varepsilon + G)^2, \quad (9)$$

其中  $G$  是匀强外电场相对于谐振场的强度(量纲为能量)

$$G = \frac{3q^2 E^2}{2m\omega^2}. \quad (10)$$

由(10)式可见,谐振场频率越低、外电场场强越大,  $G$  越大;反之,谐振场频率越高、外电场场强越弱,外场的相对强度  $G$  也越小.

显见,带电粒子的量子态密度既与谐振场(频率)有关,又与外加匀强电场(场强)有关.

### 3. 带电粒子系统的化学势

$N$  个无关联带电粒子系统(视为费米子系统)服从费米-狄拉克分布

$$f(\varepsilon) = \frac{1}{e^{\beta(\varepsilon - \mu)} + 1}, \quad (11)$$

其中  $\beta = \frac{1}{kT}$ ,  $T$  是系统的开尔文温度.系统的总粒子数

$$\begin{aligned} N &= \int_0^{\infty} D(\varepsilon) f(\varepsilon) d\varepsilon \\ &= \int_0^{\infty} \frac{g}{2h^3 \omega^3} (\varepsilon + G)^2 \frac{1}{e^{\beta(\varepsilon - \mu)} + 1} d\varepsilon \\ &= \frac{g}{2h^3 \omega^3} \left[ \int_0^{\infty} \frac{\varepsilon^2}{e^{\beta(\varepsilon - \mu)} + 1} d\varepsilon + 2G \int_0^{\infty} \frac{\varepsilon}{e^{\beta(\varepsilon - \mu)} + 1} d\varepsilon \right. \\ &\quad \left. + G^2 \int_0^{\infty} \frac{1}{e^{\beta(\varepsilon - \mu)} + 1} d\varepsilon \right], \quad (12) \end{aligned}$$

假设高温弱简并条件  $e^{\beta\mu} \ll 1$  成立(12)式中被积函数的分母可表示为

$$\begin{aligned} \frac{1}{e^{\beta(\varepsilon - \mu)} + 1} &= \frac{e^{\beta\mu} e^{-\beta\varepsilon}}{1 + e^{\beta\mu} e^{-\beta\varepsilon}} \\ &\approx e^{\beta\mu} e^{-\beta\varepsilon} - e^{2\beta\mu} e^{-2\beta\varepsilon}, \quad (13) \end{aligned}$$

引用(13)式,完成积分  $\int_0^{\infty} \frac{\varepsilon^n d\varepsilon}{e^{\beta(\varepsilon - \mu)} + 1}$  ( $n = 0, 1, 2$ ),

由(12)式可得系统的总粒子数

$$\begin{aligned} N &= \frac{g e^{\beta\mu}}{2h^3 \omega^3 \beta^3} \left[ \chi(1 - e^{\beta\mu}/8) + \beta\alpha(2 - e^{\beta\mu}/2) \right. \\ &\quad \left. + \beta^2 G^2(1 - e^{\beta\mu}/2) \right]. \quad (14) \end{aligned}$$

对于给定的粒子系统,总粒子数是确定的.(14)式说明了系统的化学势与系统所处的外电场场强、

谐振场频率和系统的温度等物理量都有密切的依赖关系.

设高温弱简并条件成立,那么  $e^{\beta\mu}$  是一阶小量,忽略(13)式中的二阶小量  $e^{2\beta\mu}$ ,则有

$$N \approx \frac{g e^{\beta\mu}}{2\hbar^3 \omega^3 \beta^3} (1 + (1 + \beta G)^2),$$

$$e^{\frac{\mu}{kT}} \approx \frac{2N\hbar^3 \omega^3 / g}{(kT)^3 (1 + (1 + G/kT)^2)}, \quad (15)$$

带电粒子在高温弱简并情况下的化学势为

$$\mu \approx kT \ln((2N/g) (\hbar\omega/kT)^3) - kT \ln(1 + (1 + G/kT)^2),$$

$$G = 3q^2 E^2 / (2m\omega^2). \quad (16)$$

上式说明,匀强电场加谐振场中的带电粒子系统在高温弱简并情况下的化学势  $\mu$  明显依赖于温度、外电场的强度、谐振场频率.

#### 4. 带电粒子系统的内能和热容量

在高温弱简并条件下,  $e^{\beta\mu}$  是一阶小量,忽略其中二次及其以上幂次,得到系统的内能

$$U = \int_0^\infty \epsilon f(\epsilon) D(\epsilon) d\epsilon = \frac{g}{2\hbar^3 \omega^3} \int_0^\infty \frac{\epsilon(\epsilon + G)^2}{e^{-\beta\epsilon + \beta\mu} + 1} d\epsilon$$

$$= \frac{g e^{\beta\mu}}{(\hbar\omega)^3 \beta^3} (1 + (G\beta + 2)^2/2), \quad (17)$$

将(15)式代入(17)式,有

$$U = 3NkT - 2N \frac{G(1 + G/kT)}{1 + (1 + G/kT)^2}, \quad (18)$$

(18)式中的第一项是根据玻尔兹曼分布对应的三维自由运动粒子系统的内能,第二项是由于粒子系统处于匀强电场和和谐振场中所引起的附加内能.取  $m = 1.67 \times 10^{-26}$  kg,  $N = 6.02 \times 10^{23}$ ,  $\nu = 10^6$  Hz,  $g = 10$ ,  $T = 293.15$  K,  $q = 1.60 \times 10^{-19}$  C,  $E = 5000$  V/m, 计算得到  $kT = 0.025$  eV,  $G = 9.1$  eV, 显然这种条件下  $G \gg kT$ .

在外场不变情况下,系统的热容量可以用  $U$  对  $T$  求导得出

$$C = \frac{\partial U}{\partial T} = kN \left( 3 - \frac{2G^3(G + 2kT)}{((G + kT)^2 + k^2 T^2)} \right). \quad (19)$$

由(19)式可见,在高温弱简并情况下,系统处于谐振场和匀强电场中时,系统的热容量与匀强电场的场强、谐振场的频率、带电粒子的质量和电量均有关,而且还与粒子系统的温度有关.

#### 5. 双外场的高温弱简并效应及分数维运动空间效应

粒子置于谐振场中,不加匀强外电场时,  $G = 0$ , 高温弱简并条件要求下式成立(注意  $\omega = 2\pi\nu$ ):

$$e^{\frac{\mu}{kT}} \approx (N/g) (\hbar\nu/kT)^3 \ll 1. \quad (20)$$

取(20)式中的  $N = 6.02 \times 10^{23}$ ,  $g = 100$ ,  $h = 6.63 \times 10^{-34}$  J·s,  $k = 1.38 \times 10^{-23}$  J/K,  $\nu = 10^6$  Hz, 画出  $\beta\mu$  随  $T$  变化的曲线如图 1. 从图中看出,不加匀强外电场,并且谐振场频率不高于  $10^6$  Hz 时,粒子系统所在空间的温度只要高于 2000 K, 就能实现高温弱简并条件.但当其他条件不变,谐振场频率达到  $10^7$  Hz, 温度高于 18000 K 时,才能实现高温弱简并条件(见图 2),因为在实验室是无法实现  $T > 18000$  K 的,因而不加匀强外电场,并且谐振场频率  $10^7$  Hz 时,高温弱简并条件不能实现.

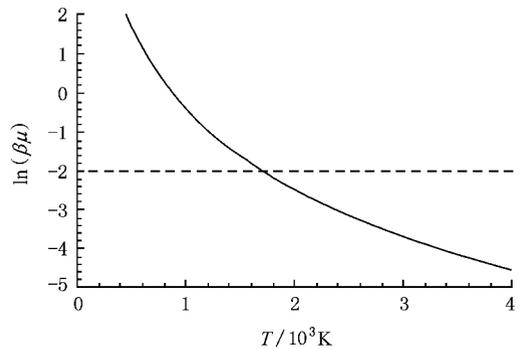


图 1  $\nu = 10^6$  Hz,  $\beta\mu$  随温度  $T$  变化的曲线 ( $T > 2000$  K 时  $e^{\beta\mu} < 0.083$ , 高温弱简并条件成立)

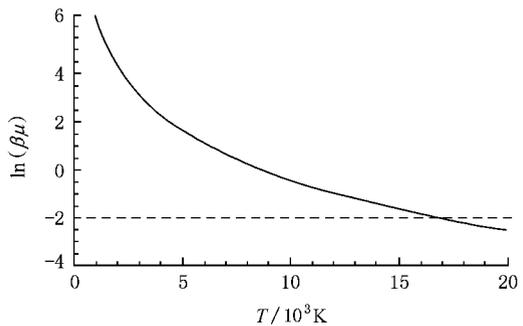


图 2  $\nu = 10^7$  Hz,  $\beta\mu$  随温度  $T$  变化的曲线 ( $T > 18000$  K 时  $e^{\beta\mu} < 0.11$ , 高温弱简并条件才能成立)

当粒子置于谐振场并且加上匀强外电场  $E$ , 即  $G > 0$ , 高温弱简并条件要求下式成立(注意  $\omega =$

$2\pi\nu$ ):

$$e^{\frac{h\nu}{kT}} \approx (N/g) \left( \frac{h\nu}{kT} \right)^3 \frac{2}{1 + (1 + G/kT)^2} \ll 1. \quad (21)$$

取(21)式中的  $N = 6.02 \times 10^{23}$ ,  $g = 100$ ,  $T = 293.15$  K(室温),  $h = 6.63 \times 10^{-34}$  J·s,  $k = 1.38 \times 10^{-23}$  J/K,  $q = 1.6 \times 10^{-19}$  C,  $m = 10m_p = 1.67 \times 10^{-26}$ ,  $\nu = 10^6$  Hz, 画出  $\beta\mu$  随外加匀强电场  $E$  变化的曲线如图3.从图3中看出,在室温条件下,加上强度大于2000 V/m的匀强外电场,并且谐振场频率不高于  $10^6$  Hz时,就有  $e^{\beta\mu} < 0.0154 \ll 1$ .即在室温下,就能实现高温弱简并条件.但当其他条件不变,谐振场频率大于等于  $10^7$  Hz时,外加匀强电场强度大于70 kV/m,才能在室温下实现高温弱简并条件,见图4.

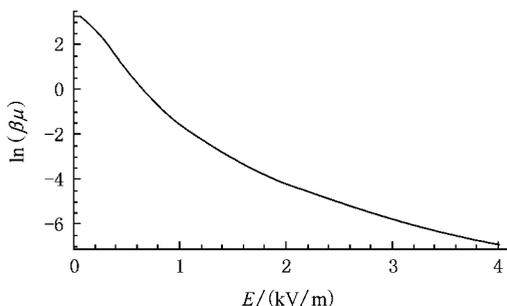


图3  $\nu = 10^6$  Hz,  $\beta\mu$  随外加匀强电场  $E$  变化的曲线( $E > 2$  kV/m时  $e^{\beta\mu} < 0.015$ , 室温下高温弱简并条件成立)

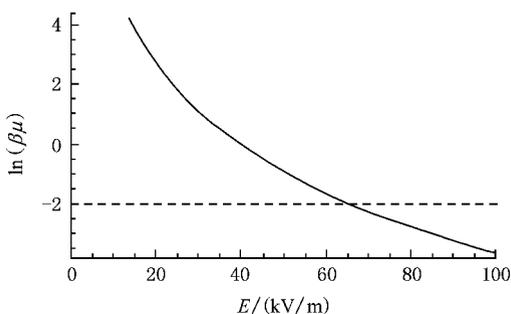


图4  $\nu = 10^7$  Hz,  $\beta\mu$  随外加匀强电场  $E$  变化的曲线( $E > 70$  kV/m时  $e^{\beta\mu} < 0.11$ , 室温下高温弱简并条件成立)

上面的讨论给出的结论是:粒子系统置于高温环境和较低频率的谐振场中时,可以实现高温弱简并条件;当粒子系统置于较低频率的谐振场中,并加上匀强外电场,即使在室温条件下,也非常容易实现高温弱简并条件.也就是说,粒子系统在高温条件下的性质也可以在双外场(即较低频率的谐振场和匀强外电场)环境、室温下观察到.适当强度的外电场加较

低频率的谐振场对粒子系统有高温弱简并效应.

粒子系统处于双外场(即较低频率的谐振场和匀强外电场)中时,通过调整谐振场频率和匀强外电场强度总可以使  $G \gg kT$  成立,由(18)和(19)式得到

$$U \approx NkT \left( 1 + 2 \frac{kT}{G} \right),$$

$$C = \frac{\partial U}{\partial T} \approx kN \left( 3 - \chi \left( 1 + \frac{kT}{G} \right) \right), \quad (22)$$

从(22)式看出,适当频率和强度的谐振场和匀强外电场的存在,使  $G \gg kT$  成立,这种条件下系统的内能由  $3NkT$  减少为  $NkT$ ,热容量也减为  $Nk$ .这点不难理解,因为外场的存在总使  $G \gg kT$ ,从而使系统的运动空间维数由三维退化为一维,内能自然成为  $NkT$ ,热容量成为  $Nk$ .

粒子系统处于双外场(即较低频率的谐振场和弱匀强外电场)中时,通过调整谐振场频率和匀强外场强度总可以使  $G \sim mkT$  成立,由(18)和(19)得到粒子系统内能和热容量表达式

$$U = 3NkT - 2NkT \frac{m(1+m)}{1+(1+m)^2},$$

$$C = kN \left( 3 - \frac{2m^3(m+2)}{((m+1)^2+1)} \right), \quad (23)$$

如果取  $T = 293.15$  K(室温),  $k = 1.38 \times 10^{-23}$  J/K,  $q = 1.6 \times 10^{-19}$ ,  $m = 10m_p = 1.67 \times 10^{-26}$ ,  $\nu = 10^6$  Hz,  $E = 380$  V/m,计算出  $G = 0.05$  eV  $= 2kT$ ,取(23)式中的  $m = 2$ .由(23)式得出  $U = (9/5)NkT$ ,  $C = (236/100)kN$ ,系统内能等价于  $N$  个自由粒子置于  $9/5$  维空间中热运动所具有的内能.并且随外场强度  $G$  由小变大,相应  $m$  值由0增加到1,双外场中粒子感受到的空间维数对应地由3降到1.即双外场使粒子系统感受到分数维运动空间效应.

如果将具有内能  $3NkT_1$  的粒子系统移入较强匀强电场和频率低于1 MHz的谐振场中,系统运动空间维数将降为1,因而系统能量将成为  $NkT_2$ .如果粒子系统移入双外场前后,自身的内能守恒,我们预测,粒子系统移入双外场后温度将升高,因为  $T_2 = 3T_1 > T_1$ .相反移出双外场后将降温.如果得到实验证实,我们可以用双外场给粒子系统加热.

## 6. 结 论

本文运用 Thomas-Fermi 半经典统计理论和方法,研究了处于匀强电场加简谐场约束的带电粒子系统的热力学性质.导出外场约束下带电粒子系统

的量子状态数密度,给出高温弱简并情况下带电粒子系统的化学势、内能和热容量的解析式,并分析外电场和谐振场对系统化学势、内能和热容量的影响.研究表明,双外场约束下的带电粒子系统具有高温

弱简并效应和分数维运动空间效应,而且处于适当强度的外电场和谐振场中的带电粒子系统在实验上很容易在室温下达到高温弱简并效果.并且有可能用双外场为粒子系统加热.

- [ 1 ] Men F D 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 1622 ( in Chinese ) [ 门福殿 2006 物理学报 **55** 1622 ]
- [ 2 ] Bayindir M , Tanatar B 1998 *Phys. Rev. A* **58** 3134
- [ 3 ] Butts D A , Rokhsar D S 1997 *Phys. Rev. A* **55** 4346.
- [ 4 ] Su G Z , Chen L X 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 984 ( in Chinese ) [ 苏国珍、陈丽璇 2004 物理学报 **53** 984 ]
- [ 5 ] Li M Z , Yan J Z , Chen J C 1998 *Phys. Rev. A* **58** 1445
- [ 6 ] Wu H Y , Yin L 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 490 ( in Chinese ) [ 武宏宇、尹 澜 2006 物理学报 **55** 490 ]
- [ 7 ] Wang H L , Yang S P 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 4700 ( in Chinese ) [ 王海雷、杨世平 2008 物理学报 **57** 4700 ]
- [ 8 ] Yuan D Q 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 1634 ( in Chinese ) [ 袁都奇 2006 物理学报 **55** 1634 ]
- [ 9 ] Xin J L 2007 *Journal of Shanxi Normal University* **21** 67 ( in Chinese ) [ 辛俊丽 2007 山西师范大学学报 **21** 67 ]
- [ 10 ] Wang C , Yan K Z 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 1284 ( in Chinese ) [ 王、闫珂柱 2004 物理学报 **53** 1284 ]
- [ 11 ] Men F D , Liu H , Zhu H Y 2008 *Chin. Phys. B* **17** 3236
- [ 12 ] Men F D , Liu H 2006 *Chin. Phys.* **15** 2856
- [ 13 ] Yu X C , Mo Y 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 4075 ( in Chinese ) [ 余学才、莫 影 2004 物理学报 **53** 4075 ]
- [ 14 ] Regal C A , Greiner M , Jin D S 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 040403-1
- [ 15 ] Oliva J 1989 *Phys. Rev. B* **39** 4204
- [ 16 ] Truscott A G , Strecker K E , McAlexander W I , Partridge G B , Hulet R G 2001 *Science* **291** 2570
- [ 17 ] Li J P , Tan L , Zang X F , Yang K 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 7467 ( in Chinese ) [ 李菊萍、谭 磊、臧小飞、杨 科 2008 物理学报 **57** 7467 ]
- [ 18 ] Lowell S B 2005 *Physics Reports* **410** 237
- [ 19 ] Li F , Li L L , Sui Q 2004 *Science in China ( Ser. E )* **34** 832 ( in Chinese ) [ 李 芳、李廉林、隋 强 . 2004 中国科学 E 辑 **34** 832 ]
- [ 20 ] Huang C J , Liu Y F , Wu Z S 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 4068 ( in Chinese ) [ 黄朝军、刘亚锋、吴振森 2007 物理学报 **56** 4068 ]

## The high temperature weak degeneration effect of charged particle system in two external field<sup>\*</sup>

Sun Yan-Qing<sup>†</sup> Huang Chao-Jun Long Shu-Ming Liu Ya-Feng Yin Ji-Wu

( Department of Physics , Shaanxi University of Technology , Hanzhong 723001 , China )

( Received 22 October 2008 ; revised manuscript received 8 April 2009 )

### Abstract

In light of the semiclassical statistical theory and method proposed by Thomas-Fermi , this paper conducts a research of the thermodynamic properties of charged particle system restricted by the homogeneous electric and the resonance field. Based on the derivation of the quantum state density of the charged particle system under the condition of high temperature and weak degeneration , the analytic formula of its chemical potential , internal energy and heat capacity is calculated , follow by a detailed analysis of the influence of the two fields on the chemical potential , internal energy and heat capacity. It is finally concluded that the two external fields exert a high temperature and weak degeneration effect on the charged particle system.

**Keywords** : charged particle , homogeneous electric field , resonance field , high temperature and weak degeneration effect

**PACC** : 0530 , 0530F , 6740K

\* Project supported by the Natural Science Foundation of Shaanxi Province , China ( Grant No. 2006A15 ) and the Special Fund of Education Department of Shaanxi Province , China ( Grant No. 09JK376 ).

† E-mail : sunyanqing987@sina.com