

研究简报

电磁场与等离子体相互作用和 广义压缩相干态

林 仁 明

福建师范大学物理系

1988年5月12日收到; 1988年12月25日收到修改稿

本文用量子力学方法研究在一腔中的等离子体与电磁场的相互作用, 求得系统的哈密顿量的本征值和本征态, 这态是一种广义压缩相干态. 还求得在广义压缩相干态, 场的压缩、反聚束、亚泊松统计等效应以及测量相算符的有关公式, 这些效应均为时间守恒的.

一、引 言

有关辐射场的压缩态、反聚束以及亚泊松统计等非经典效应的研究, 最近已取得很大的进展. 在理论和实验上已有许多设计方案实现这些非经典效应^[1]. 最近 Ben-Areyeh 和 Mann 提出在充有“自由”电子等离子体的腔中, 腔的电磁场与等离子体相互作用, 场的态可以为压缩态或压缩相干态^[2,3]. 所谓“自由”电子是设等离子体中电子的 Debye 屏蔽长度比电子-电子间平均距离大, 所以电子间相互作用可以忽略, 再设电子运动速度不大, 所以电子与电子, 电子与离子间碰撞可以忽略, 这时等离子体的电子称为“自由”的.

电子与场的相互作用哈密顿量为

$$H = \frac{1}{2m} \left(\mathbf{p} - \frac{e}{c} \mathbf{A} \right)^2 = \frac{p^2}{2m} - \frac{e}{mc} \mathbf{A} \cdot \mathbf{p} + \frac{e^2}{2mc^2} \mathbf{A}^2.$$

一般地说 $\mathbf{A} \cdot \mathbf{p}$ 项要比 $\mathbf{A}^2$ 项的贡献大, 但在文献 [2] 和 [3] 处理这个问题时假设系统的尺寸大于一个波长, 所以可以略去 $\mathbf{A} \cdot \mathbf{p}$ 项.

本文在计及 $\mathbf{A} \cdot \mathbf{p}$ 项的情况下研究这个问题, 并进一步求得系统的哈密顿量的本征态和本征值. 发现这时场的本征态是一种新近由 Satyanarayana 引入的广义压缩相干态^[4,5]. 求得场的产生、湮灭算符在广义压缩相干态下的时间演化公式, 以及在该态下平均光子数、压缩效应、亚泊松统计和反聚束效应时间演化的有关公式; 还求得新近由 Barnett 和 Pegg 引进的测量相算符 (measured phase operator)^[6,7] 的有关公式. 这些量均是时间守恒的.

二、腔中等离子体与场相互作用哈密顿量

在体积为 V 的腔中充有 N 个“自由”电子等离子体, 设第 i 个电子的坐标为 $\mathbf{x}_i$, 动量

为 $\mathbf{p}_i$, 这些电子与腔场相互作用, 场的矢势为 $\mathbf{A}(\mathbf{x}_i)$. 在库仑规范下, 系统的哈密顿量为

$$\begin{aligned} H &= \frac{1}{2m} \sum_{i=1}^N \left(\mathbf{p}_i - \frac{e}{c} \mathbf{A}(\mathbf{x}_i) \right)^2 + \sum_{\mathbf{k}} \hbar \omega_{\mathbf{k}} \left(a_{\mathbf{k}}^+ a_{\mathbf{k}} + \frac{1}{2} \right) \\ &= \frac{1}{2m} \sum_{i=1}^N \mathbf{p}_i^2 - \frac{e}{mc} \sum_{i=1}^N \mathbf{A}(\mathbf{x}_i) \cdot \mathbf{p}_i + \frac{e^2}{2mc^2} \sum_{i=1}^N \mathbf{A}^2(\mathbf{x}_i) \\ &\quad + \sum_{\mathbf{k}} \hbar \omega_{\mathbf{k}} \left(a_{\mathbf{k}}^+ a_{\mathbf{k}} + \frac{1}{2} \right). \end{aligned} \quad (1)$$

并有 $\omega_{\mathbf{k}} = c\mathbf{k}$. 设矢势可展成

$$\mathbf{A}(\mathbf{x}_i) = c \sum_{\mathbf{k}} \left(\frac{2\pi\hbar}{V\omega_{\mathbf{k}}} \right)^{1/2} \mathbf{e}_{\mathbf{k}} (a_{\mathbf{k}} e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}_i} + a_{\mathbf{k}}^* e^{-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}_i}). \quad (2)$$

对波数 $\mathbf{k}$ 求和包括场的两个极化方向: $\mathbf{e}_{\mathbf{k}1}, \mathbf{e}_{\mathbf{k}2}$, 有 $\mathbf{k} \cdot \mathbf{e}_{\mathbf{k}1} = \mathbf{k} \cdot \mathbf{e}_{\mathbf{k}2} = 0$.

电子密度为

$$\rho(\mathbf{x}) = \sum_{i=1}^N \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}_i). \quad (3)$$

设电子定域是随机的, 因而满足相位随机近似, 即设 $\rho(\mathbf{x})$ 的傅氏变换 $\rho_{\mathbf{k}}$ 满足

$$\rho_{\mathbf{k}} = \sum_{i=1}^N e^{-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}_i} \approx N \delta_{\mathbf{k},0}. \quad (4)$$

将 (2), (4) 式代入 (1) 式得

$$H = \sum_{i=1}^N \frac{1}{2m} \mathbf{p}_i^2 + H_F, \quad (5)$$

$$\begin{aligned} H_F &= \hbar \sum_{\mathbf{k}} \left\{ v_{\mathbf{k}} \left(a_{\mathbf{k}}^+ a_{\mathbf{k}} + \frac{1}{2} \right) + \frac{\omega_p^2}{4\omega_{\mathbf{k}}} (a_{\mathbf{k}}^+ a_{-\mathbf{k}} + a_{\mathbf{k}} a_{-\mathbf{k}} - 1) \right. \\ &\quad \left. + (\beta_{\mathbf{k}}^* a_{\mathbf{k}}^+ + \beta_{\mathbf{k}} a_{\mathbf{k}}) \right\}, \end{aligned} \quad (6)$$

式中

$$v_{\mathbf{k}} = \omega_{\mathbf{k}} + \frac{2\pi e^2 N}{mV\omega_{\mathbf{k}}} = \omega_{\mathbf{k}} \left(1 + \frac{\omega_p^2}{2\omega_{\mathbf{k}}^2} \right), \quad (7)$$

$$\beta_{\mathbf{k}} = -\frac{e}{m} \sum_{i=1}^N \left(\frac{2\pi c}{\hbar V \omega_{\mathbf{k}}} \right)^{1/2} (\mathbf{e}_{\mathbf{k}} \cdot \mathbf{p}_i) e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}_i}. \quad (8)$$

$$\omega_p^2 = \frac{4\pi e^2 N}{mV}, \quad (9)$$

ω_p 为等离子体振荡频率. 哈密顿量 (6) 式与文献 [3] 中 (3.8) 式的区别在于多出含 $a_{\mathbf{k}}^+, a_{\mathbf{k}}$ 的线性项.

对每一对 $\mathbf{k}, -\mathbf{k}$ 模算符 $a_{\mathbf{k}}, a_{-\mathbf{k}}$ (具相同极化方向) 引入驻波模算符

$$a_{\mathbf{k},+} = \frac{a_{\mathbf{k}} + a_{-\mathbf{k}}}{\sqrt{2}}, \quad a_{\mathbf{k},-} = \frac{a_{\mathbf{k}} - a_{-\mathbf{k}}}{\sqrt{2}}. \quad (10)$$

则 (6) 式化为

$$H_F = \sum_k \sum_{l=\pm} H_{kl}, \quad (11)$$

$$H_{kl} = \hbar \left\{ \nu_k \left(a_{kl}^\dagger a_{kl} + \frac{1}{2} \right) + \frac{\omega_p^2}{4\omega_k} (a_{kl}^{\dagger\dagger} + a_{kl}^{\dagger} - 1) + \alpha_{kl} (a_{kl}^\dagger + a_{kl}) \right\} \quad l = \pm, \quad (12)$$

式中

$$\alpha_{k+} = \frac{\beta_k + \beta_k^*}{\sqrt{2}} = -\frac{2e}{m} \left(\frac{\pi}{\hbar V \omega_k} \right)^{\frac{1}{2}} \sum_{i=1}^N (\mathbf{e}_k \cdot \mathbf{p}_i) \cos \mathbf{k} \cdot \mathbf{x}_i, \quad (13)$$

$$\alpha_{k-} = \frac{\beta_k - \beta_k^*}{i\sqrt{2}} = -\frac{2e}{m} \left(\frac{\pi}{\hbar V \omega_k} \right)^{\frac{1}{2}} \sum_{i=1}^N (\mathbf{e}_k \cdot \mathbf{p}_i) \sin \mathbf{k} \cdot \mathbf{x}_i. \quad (14)$$

电子动量 $\mathbf{p}_i$ 为运动常数, 故上面各式中 $\mathbf{p}_i$ 皆代以电子动量算符的本征值, 所以 $\alpha_{k\pm}$, β_k 皆为 c 数^[8].

三、广义压缩相干态

求哈密顿量 H_{kl} 的本征态 $|\phi_{kl}\rangle$ 和本征值 E_{kl} , 即求解本征方程

$$H_{kl} |\phi_{kl}\rangle = E_{kl} |\phi_{kl}\rangle \quad l = \pm. \quad (15)$$

(kl) 模光子数算符 $a_{kl}^\dagger a_{kl}$ 的本征态为 $|n_{kl}\rangle$, 有

$$a_{kl}^\dagger a_{kl} |n_{kl}\rangle = n_{kl} |n_{kl}\rangle. \quad (16)$$

引入压缩算符 S

$$S = e^{\frac{r}{2}(a_{kl}^\dagger - a_{kl}^{\dagger\dagger})}, \quad (17)$$

式中 r 为压缩参量, 待定. 可证

$$S^\dagger a_{kl} S = a_{kl} C_r - a_{kl}^\dagger S_r, \quad (18)$$

$$S^\dagger a_{kl}^\dagger S = a_{kl}^\dagger C_r - a_{kl} S_r, \quad (19)$$

式中 $C_r \equiv \cosh r$, $S_r \equiv \sinh r$. 再引入相干位移算符

$$D = e^{\delta a_{kl}^\dagger - \delta^* a_{kl}^{\dagger\dagger}}, \quad (20)$$

式中 δ 为相干参量, 待定. 可证

$$D^\dagger a_{kl} D = a_{kl} + \delta, \quad D^\dagger a_{kl}^\dagger D = a_{kl}^\dagger + \delta^*. \quad (21)$$

选取么正算符 DS , 使 $|\phi_{kl}\rangle$ 满足如下变换:

$$|\phi_{kl}\rangle = DS |n_{kl}\rangle. \quad (22)$$

将么正算符 $S^\dagger D^\dagger$ 作用于 (15) 式等号两边, 计及 (22) 式得

$$H'_{kl} = S^\dagger D^\dagger H_{kl} DS |n_{kl}\rangle = E_{kl} |n_{kl}\rangle. \quad (23)$$

利用 (18), (19) 和 (21) 式计算 (23) 式等号左边哈密顿量么正变换

$$\begin{aligned} H'_{kl} &= S^\dagger D^\dagger H_{kl} DS \\ &= \hbar \left\{ a_{kl}^\dagger a_{kl} \left[\nu_k (C_r + S_r) - \frac{\omega_p^2}{\omega_k} S_r C_r \right] \right\} \\ &\quad + \hbar \left\{ a_{kl}^{\dagger\dagger} \left[-\nu_k S_r C_r + (C_r + S_r) \frac{\omega_p^2}{4\omega_k} \right] + \text{H.c.} \right\} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \hbar \left\{ a_{kl}^{\dagger} \left[\nu_k (\delta C, -\delta^* S_r) + \frac{\omega_p^2}{2\omega_k} (\delta^* C, -\delta S_r) \right. \right. \\
& \left. \left. + \alpha_{kl} (C, -S_r) \right] + \text{H. c.} \right\} \\
& + \hbar \left\{ \frac{1}{2} \omega_k + \nu_k (S_r^2 + |\delta|^2) + \frac{\omega_p^2}{4\omega_k} (\delta^{*2} \right. \\
& \left. + \delta^2 - 2C_r S_r) + \alpha_{kl} (\delta + \delta^*) \right\}. \quad (24)
\end{aligned}$$

选取适当压缩参量 r 和相干参量 δ , 使上式中 $a_{kl}^{\dagger}, a_{kl}, a_{kl}^{\dagger 2}, a_{kl}^2$ 各项系数等于零, 求得

$$r = \frac{1}{2} \ln \frac{Q_k}{\omega_k} = \frac{1}{2} \ln \sqrt{1 + \frac{\omega_p^2}{\omega_k^2}}, \quad (25a)$$

$$\delta = -\frac{\omega_k \alpha_{kl}}{Q_k^2} = \delta^*, \quad (25b)$$

式中

$$Q_k^2 = \omega_k^2 + \omega_p^2. \quad (26)$$

将(25)式代入(24)式得

$$H'_{kl} = \hbar Q_k \left(a_{kl}^{\dagger} a_{kl} + \frac{1}{2} \right) - \frac{\hbar \alpha_{kl}^2 \omega_k}{Q_k^2} - \frac{\hbar \omega_p^2}{4\omega_k}, \quad (27)$$

代入(23)式可得本征值

$$E_{kl} = \hbar Q_k \left(n_{kl} + \frac{1}{2} \right) - \frac{\hbar \alpha_{kl}^2 \omega_k}{Q_k^2} - \frac{\hbar \omega_p^2}{4\omega_k}. \quad (28)$$

所以本征方程(23)和(15)成立, $|\phi_{kl}\rangle$ 为哈密顿量 H_{kl} 的本征态。由(22)式可看到 $|\phi_{kl}\rangle$ 正是新近引入的广义压缩相干态^[4,5]。当 $n_{kl} = 0$, 即为熟知的压缩态; 当 $n_{kl} = 0$, $\delta = 0$ 正是压缩真空态。有关广义压缩相干态的一些性质可参阅文献[4,5]。(26)式定义的 Q_k 可视为“准光子”的频率。由 $\omega = kc$ 代入(26)式, 得

$$Q_k = (k^2 c^2 + \omega_p^2)^{\frac{1}{2}}. \quad (29)$$

这正是熟知的等离子体电磁场的色散关系。

四、非经典效应

研究在广义压缩相干态下与非经典效应(压缩、反聚束、亚泊松统计)有关的时间演化公式。

用(12)式哈密顿量 H_{kl} , 借助 Heisenberg 方程可求得

$$\dot{a}_{kl}(t) = -i\nu_k a_{kl}(t) - i \frac{\omega_p^2}{2\omega_k} a_{kl}^{\dagger}(t) - i\alpha_{kl} \quad (30)$$

及其共轭式。类似文献[8]的处理, 通过 Laplace 变换方法可解得

$$a_{kl}(t) = f_1(t) a_{kl}(0) + f_2(t) a_{kl}^{\dagger}(0) + f_3(t) \quad (31)$$

及其共轭式, 式中

$$f_1(t) = C_1 e^{-iQ_k t} - S_1^* e^{iQ_k t}, \quad (32)$$

$$f_2(t) = -i2C_r S_r \sin Q_k t, \quad (33)$$

$$f_3(t) = \frac{\delta}{C_r - S_r} [S_r(e^{iQ_k t} - 1) - C_r(e^{-iQ_k t} - 1)]. \quad (34)$$

利用(31)式及其共轭式可证明对易关系是时间守恒,即

$$[a_{kl}(t), a_{kl}^\dagger(t)] = 1. \quad (35)$$

还可证明在广义压缩相干态下, (kl) 模光子数也是时间守恒.

$$\langle \phi_{kl} | a_{kl}^\dagger(t) a_{kl}(t) | \phi_{kl} \rangle = n_{kl}(C_r^2 + S_r^2) + S_r^2 + \delta^2. \quad (36)$$

引入场算符两个正交分量

$$a_{kl,1} = \frac{a_{kl} + a_{kl}^\dagger}{2}, \quad a_{kl,2} = \frac{a_{kl} - a_{kl}^\dagger}{2i}, \quad (37)$$

可证在广义压缩相干态下有方差

$$\Delta a_{kl,1}^2 = \frac{1}{4} (2n_{kl} + 1) e^{-2r}, \quad (38)$$

$$\Delta a_{kl,2}^2 = \frac{1}{4} (2n_{kl} + 1) e^{2r}. \quad (39)$$

它们均与时间无关. 当 $n_{kl} = 0$, 上两式化为熟知的压缩态的结果. 计算广义压缩相干态下标志泊松统计的关系

$$\begin{aligned} \Delta n_{kl}^2 - \langle n_{kl} \rangle &= \langle (a_{kl}^\dagger(t) a_{kl}(t))^2 \rangle - \langle a_{kl}^\dagger(t) a_{kl}(t) \rangle^2 - \langle a_{kl}^\dagger(t) a_{kl} \rangle \\ &= 2n_{kl}^2 C_r^2 S_r^2 + n_{kl} (2S_r^2 C_r^2 - C_r^2 - S_r^2) + S_r^2 (S_r^2 + C_r^2) \\ &\quad + 2\delta^2 [n_{kl} (C_r^2 + S_r^2 - 4S_r C_r) + S_r^2 - S_r C_r]. \end{aligned} \quad (40)$$

它与时间无关. 还可以计算二阶相干度

$$\begin{aligned} g^{(2)}(t) &= 1 + \frac{\Delta n_{kl}^2 - \langle n_{kl} \rangle}{\langle n_{kl} \rangle^2} \\ &= 1 + \{2n_{kl}^2 C_r^2 S_r^2 + n_{kl} (2C_r^2 S_r^2 - C_r^2 - S_r^2) + S_r^2 (S_r^2 + C_r^2) \\ &\quad + 2\delta^2 [n_{kl} (C_r^2 + S_r^2 - 4S_r C_r) + S_r^2 - S_r C_r]\} / \{\delta^2 + S_r^2 \\ &\quad + n_{kl} (C_r^2 + S_r^2)\}^2, \end{aligned} \quad (41)$$

亦与时间无关.

下面讨论在什么条件下可出现亚泊松统计 (即 $[\Delta n_{kl}^2 - \langle n_{kl} \rangle] < 0$) 和反聚束 ($g^{(2)} < 1$).

由(25),(26)式可令

$$y^2 = e^{2r} = \frac{Q_k}{\omega_k} = \left(1 + \frac{\omega_p^2}{\omega_k^2}\right)^{\frac{1}{2}}. \quad (42)$$

将(42)式代入(40)式,可将(40)式化为

$$\begin{aligned} \Delta n_{kl}^2 - \langle n_{kl} \rangle &= \frac{1}{8y^2} \{n_{kl}^2 (y^2 - 1)^2 + n_{kl} [(y^2 - 1)^2 - 4y(y^2 + 1)] \\ &\quad + (y^2 + 1)(y - 1)^2\} + \frac{\delta^2}{y} [n_{kl}(3 - y^2) + (1 - y^2)]. \end{aligned} \quad (43)$$

下面分几种情况加以讨论:

1) 当 $\omega_k \gg \omega_p$, 由(42)式知 $y^2 \approx 1$. 则(43)式化为

$$\Delta n_{kl}^2 - \langle n_{kl} \rangle = (-1 + 2\delta^2)n_{kl}. \quad (44)$$

当 $\delta^2 < 1/2$ 时, 对任意 $n_{kl} > 0$ 均有 $(\Delta n_{kl}^2 - \langle n_{kl} \rangle) < 0$, 因而 $g^{(2)} < 1$, 即存在亚泊松统计和反聚束.

2) 当 $\omega_k = \omega_p$, 有 $y^2 = 2$, 则 (43) 式化为

$$\Delta n_{kl}^2 - \langle n_{kl} \rangle = \frac{1}{16} \{n_{kl}(n_{kl} - 16) + 3 + 11.3\delta^2(n_{kl} - 1)\}. \quad (45)$$

当 $\delta^2 \rightarrow 0$, $n_{kl} < 16$ 可出现亚泊松统计与反聚束; 当 δ^2 充分大, 则仅当 $n_{kl} = 0$ 时才有这种可能.

3) 当 $\omega_k < \omega_p$, 则 $y^2 > 2$, 从 (43) 式看出, 该式不含 δ^2 的第一项随 y^2 增大而趋于大于零, 例如当 $y^2 \geq 7$ 不论 n_{kl} 取何值, 第一项皆大于零, 而 (43) 式中含 δ^2 第二项只要 $y \geq 3$, 对任意 n_{kl} 都小于零. 所以两项中哪一项占优决定了场的统计性质.

从上面的讨论可知在高频情况 $\omega_k \geq \omega_p$, δ^2 越大, 场态呈现亚泊松统计和反聚束的可能性越小. 在低频情况 ($\omega_k < \omega_p$), δ^2 越大场态呈现亚泊松统计和反聚束可能性越大. 由 (25b) 式知, $\delta = -\frac{Q_k}{\omega_k^2} \alpha_{kl}$, 即 δ 正比于场与原子耦合系数. 从 (12) 式哈密顿量中看到 α_{kl} 是含 $a_{kl}^\dagger$, a_{kl} 线性项的系数. 所以没有像文献 [2, 3] 那样略去线性项来处理这个问题是有更普遍的、积极的意义.

最后计算在广义压缩相干态下, 新近由 Barnett 和 Pegg 引入的测量相算符的期待值, 按相算符定义^[6]

$$\widehat{\cos \varphi} = \frac{a_{kl,1}}{\left(\bar{n} + \frac{1}{2}\right)^{1/2}}, \quad \widehat{\sin \varphi} = \frac{a_{kl,2}}{\left(\bar{n} + \frac{1}{2}\right)^{1/2}}, \quad (46)$$

式中 $\bar{n} = \langle a^\dagger a \rangle$ 为给定态平均光子数. 对于广义压缩相干态可求得

$$\langle \widehat{\cos \varphi} \rangle = \frac{|\delta| \cos \theta}{\left[n_{kl}(C_r^2 + S_r^2) + S_r^2 + |\delta|^2 + \frac{1}{2}\right]^{1/2}}, \quad (47)$$

$$\langle \widehat{\sin \varphi} \rangle = \frac{|\delta| \sin \theta}{\left[n_{kl}(C_r^2 + S_r^2) + S_r^2 + |\delta|^2 + \frac{1}{2}\right]^{1/2}}, \quad (48)$$

$$\langle \widehat{\cos^2 \varphi} \rangle = \frac{(2n_{kl} + 1)e^{-2r} + 4|\delta|^2 \cos^2 \theta}{2[(2n_{kl} + 1)(C_r^2 + S_r^2) + 2|\delta|^2]}, \quad (49)$$

$$\langle \widehat{\sin^2 \varphi} \rangle = \frac{(2n_{kl} + 1)e^{2r} + 4|\delta|^2 \sin^2 \theta}{2[(2n_{kl} + 1)(C_r^2 + S_r^2) + 2|\delta|^2]}. \quad (50)$$

为普适起见, 上面诸式中已令 $\delta = |\delta|e^{i\theta}$. 由 (49), (50) 式可求得

$$\langle \widehat{\cos^2 \varphi} \rangle + \langle \widehat{\sin^2 \varphi} \rangle = 1. \quad (51)$$

这是两个测量相算符 $\widehat{\cos \varphi}$ 和 $\widehat{\sin \varphi}$ 所满足的普适性质^[6]. 求它们的方差

$$\Delta \widehat{\cos^2 \varphi} \equiv \langle \widehat{\cos^2 \varphi} \rangle - \langle \widehat{\cos \varphi} \rangle^2 = \frac{(2n_{kl} + 1)e^{-2r}}{2[(2n_{kl} + 1)(C_r^2 + S_r^2) + 2|\delta|^2]}, \quad (52)$$

$$\Delta \widehat{\sin^2 \varphi} \equiv \langle \widehat{\sin^2 \varphi} \rangle - \langle \widehat{\sin \varphi} \rangle^2 = \frac{(2n_{kl} + 1)e^{2r}}{2[(2n_{kl} + 1)(C_i^2 + S_i^2) + 2|\delta|^2]} \quad (53)$$

并有

$$\langle \Delta \varphi \rangle = \Delta \widehat{\cos^2 \varphi} + \Delta \widehat{\sin^2 \varphi} = \frac{(2n_{kl} + 1)(C_i^2 + S_i^2)}{[(2n_{kl} + 1)(C_i^2 + S_i^2) + 2|\delta|^2]} \quad (54)$$

注意到压缩态实验中事实上也是求测量相算符 $\widehat{\cos \varphi}$ 和 $\widehat{\sin \varphi}$ 的涨落^[7]。所以在广义压缩相干态中应用测量相算符的概念亦可以同等好地讨论压缩效应。

注意(47)–(54)式均与时间无关。

通过改变等离子体的电子密度 N/V ，从(9)、(25)和(26)式知，可以相应地在相当大的范围内改变参数 ω_p ， γ ， δ ， Q_k 。因而可以在相当范围内调节广义压缩相干态的各种非经典效应的量值。所以利用这种等离子体作为媒质研究光场的非经典效应比一般光学媒质有其显著的优点。

- [1] 参考下列专集中有关文献: *J. Opt. Soc. Am.*, B4(10) (1987); *J. Mod. Opt.*, 34(6/7) (1987).
- [2] Y. Ben-Areyeh, A. Mann, *Phys. Rev. Lett.*, 54(1985), 1020.
- [3] Y. Ben-Areyeh, A. Mann, *Phys. Rev.*, A32(1985), 552.
- [4] M. Venkata Satyanarayana, *Phys. Rev.*, D32(1985), 400.
- [5] M. H. Mahran, M. Venkata Satyanarayana, *Phys. Rev.*, D34(1986), 640.
- [6] S. M. Barnett, D. T. Pegg, *J. Phys. A*, 19(1986), 3849.
- [7] R. Lynch, *J. Opt. Soc. Am.*, B4(1987), 1723.
- [8] W. Becker, K. Wodkiewicz, M. S. Zubairy, *Phys. Rev.*, A36(1987), 2167.

THE INTERACTION OF ELECTROMAGNETIC FIELD WITH PLASMA AND GENERALIZED SQUEEZED COHERENT STATES

LIN REN-MING

Department of Physics, Fujian Teachers University, Fuzhou

(Received 12 May 1988; Revised manuscript received 25 December 1988)

ABSTRACT

In this paper, by mean of a quantum-mechanical treatment, we study the interaction of plasma with a coherent electromagnetic field inside a cavity. The eigenstates and eigenvalues of the Hamiltonian of this system is obtained. This eigenstates is the generalized squeezed coherent states. The formulas of the squeezing, anti-bunching, sub-Poisson statistics effects and measured phase operator of the generalized squeezed coherent states is obtained. All of these effects are time conservative.