

气体 Cerenkov 辐射的量子理论

郭光灿 夏云杰

(中国科学技术大学物理系)

1987年10月30日收到

本文采用量子场论的一级微扰论,建立了气体介质中 Cerenkov 辐射的量子理论,结果表明,它有与固体、液体 Cerenkov 辐射不同的特点: 线状光谱且轮廓不对称和出现小的红移,辐射角与辐射频率无关,并随入射粒子速度的增大而减小,辐射对入射带电粒子的速度没有阈值限制,激发态与基态原子的 Cerenkov 辐射几率相等,理论结果与实验基本一致。

一、引 言

长期以来,人们对 Cerenkov 辐射的研究大都局限于液体和固体的情况,只是在最近几年,气体介质中 Cerenkov 辐射的研究才取得了较大的进展,尤峻汉等人^[1,2]利用经典理论预言了气体 Cerenkov 辐射的如下特点: 1. 线状谱; 2. 谱线的中心频率出现红移; 3. 谱线的轮廓具有明显的不对称性。这一独特的光辐射已被徐克尊等人的实验小组所证实^[3,4]。利用气体 Cerenkov 辐射的机制可以满意地解释天体物理中类星体辐射现象^[5]。Piestrup 等人^[5]的实验表明,氦气的 Cerenkov 辐射可作为一个宽频域 (620—2000 Å) 的真空紫外光源; Dekker^[6]在理论上证明了 Cerenkov 激光的可能性。所以 Cerenkov 辐射的研究对高能物理、天体物理、光谱学和激光物理都有重要的意义。

透明介质中的 Cerenkov 辐射角是随入射粒子速度 v 的增加而增大 ($\cos\theta_c = c/nv$),但在气体中的 Cerenkov 辐射却有与之相反的特性。徐克尊等人的实验,其 β 源电子分布的最可几动能 $T \approx 500\text{keV}$, 测量到的辐射角 $\theta \approx 30^\circ$; 在 Piestrup 的实验中 $T \geq 55\text{MeV}$, 测得辐射角 $\theta \leq 10\text{mrad}$ 。至于辐射角与辐射频率的关系,在 Piestrup^[5] 的实验中,辐射频率从 620 Å 到 2000 Å,而辐射角都在 $\theta = 10\text{mrad}$ 内;徐克尊的实验从紫外(空气中)^[3]到可见(钠蒸气)^[4]光,辐射都在 $\theta = 30^\circ$ 。这些实验结果至少说明气体中的 Cerenkov 辐射角对辐射频率的依赖性不大,现有的经典理论对此不能给出满意的解释。本文试图用量子理论处理气体 Cerenkov 辐射,考察和解释气体 Cerenkov 辐射的性质。

以往的 Cerenkov 辐射的量子理论建立在无吸收(透明)的介质之上,这时只要在光场量子化时把折射率唯象地加入到波矢中, Cerenkov 辐射便成为典型的光子场和电子场的相互作用问题^[7], Neamtan^[8]处理了介质是由一群分立的单原子组成的情况,但他用的微扰论只适用辐射频率远离共振频率(不发生吸收)的场合。气体 Cerenkov 辐射是发生在共振频率附近,因此原子的吸收就不能忽略,显然,旧的 Cerenkov 辐射的量子理论都不适用于气体介质,我们必须同时考虑辐射和吸收,才能给出正确的理论描述。本文将电磁场和原子量子化,而将高速电子的作用按微扰处理,结果预言了气体 Cerenkov 辐

射若干新的特性,并与现有实验作了比较.

二、光场-原子体系的哈密顿量及其对角化

Cerenkov 辐射是原子、光场和入射带电粒子联合作用的结果,在这三者之间的相互作用中,由于入射带电粒子速度很高,忽略它与原子的相互作用是合理的,气体中原子之间可以看成是互不相关的,这样我们只要处理单原子的 Cerenkov 辐射便足够了,由于 Cerenkov 辐射有一定的谱分布,必须考虑多模场,气体 Cerenkov 辐射只在共振频率附近,我们认为原子是二能级结构. N 模光场和一个二能级原子构成一个整体,它包括了原子的辐射与吸收,以及辐射对原子的反作用,入射高速电子与光场的相互作用使得光场-原子体系的状态发生跃迁, Cerenkov 辐射正是这一跃迁的结果.

我们首先处理多模光场与单个两能级原子的相互作用,系统的总哈密顿量为

$$H_0 = \hbar Q \sigma^+ \sigma + \sum_{s=1}^N \hbar \omega_s a_s^\dagger a_s + \sum_{s=1}^N \hbar g_s (\sigma^+ a_s + \sigma a_s^\dagger), \quad (1)$$

其中 σ^+ , σ 是原子能级的上升与下降算符, a_s , $a_s^\dagger$ 是第 s 模光场的消灭和产生算符, Q 和 ω_s 分别对应原子的共振频率和第 s 模光场的圆频率, g_s 是原子与光场的耦合常数

$$\hbar g_s = e \sqrt{\frac{\hbar \omega_s}{2 \epsilon_0 V}} \epsilon_s \cdot D_{12}. \quad (2)$$

为了把 H_0 对角化, (1) 式写成下面的矩阵形式:

$$\begin{aligned} H_0 &= \hbar (\sigma^+, a_1^\dagger, a_2^\dagger, \dots, a_N^\dagger) \begin{pmatrix} Q & g_1 & g_2 \cdots g_N \\ g_1 & \omega_1 & 0 \cdots 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots \\ g_N & 0 & 0 \cdots \omega_N \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sigma \\ a_1 \\ a_2 \\ \vdots \\ a_N \end{pmatrix} \\ &= \hbar \alpha^+ \cdot G \cdot \alpha, \end{aligned} \quad (3)$$

其中 $\alpha^+ = (\sigma^+ a_1^\dagger \cdots a_N^\dagger)$.

由 (3) 式可见, G 是一个实对称矩阵, 所以它可用一个实正交矩阵 U 对角化.

$$UGU^{-1} = \begin{pmatrix} \lambda_0 & & & \\ & \lambda_1 & & 0 \\ & & \ddots & \\ 0 & & & \lambda_N \end{pmatrix} = \lambda. \quad (4)$$

作变换

$$\mu^+ = \alpha^+ U^{-1}, \quad (5)$$

则 H_0 可写成如下简洁的形式:

$$H_0 = \hbar \sum_{i=0}^N \lambda_i \mu_i^+ \mu_i. \quad (6)$$

利用 (5) 式和实正交矩阵的性质

$$U_{ij}^{-1} = U_{ji}, \quad \sum_k U_{ik} U_{jk} = \delta_{ij}, \quad (7)$$

容易证明

$$[\mu_i, \mu_j^\dagger] = \delta_{ij}. \quad (8)$$

这说明(6)式可以看成多模谐振子的哈密顿量。

由(4)和(5)式, 还可得到如下有用的公式^[9]:

$$a^+ = \sum_i U_{i0} \mu_i^+, \quad (9)$$

$$a_i^+ = \sum_j U_{ji} \mu_j^+, \quad (10)$$

$$U_{kj} = U_{k0} g_j / (\lambda_k - \omega_j), \quad (11)$$

$$\sum_k U_{k0}^2 / (\lambda_k - \omega) = 1 / (\mathcal{Q} - \omega - \Delta(\omega) - i\gamma(\omega)), \quad (12)$$

其中

$$\Delta(\omega) = P \int_0^\infty \frac{e^2 \omega_k^2 |D_{12}|^2}{6\pi^2 \epsilon_0 \hbar c^3} \cdot \frac{d\omega_k}{\omega_k - \omega}, \quad (13)$$

$$\gamma(\omega) = e^2 \omega^2 |D_{12}|^2 / (6\pi \epsilon_0 \hbar c^3). \quad (14)$$

$\Delta(\omega)$ 正是 Lamb 位移, 它是一个很小的量, 在下面的讨论中都把它忽略掉。

三、Cerenkov 辐射几率

忽略入射高速电子与原子的相互作用, 把入射电子作为经典流, 它与光场的相互作用使得 H_0 表征的光场-原子体系内部能级间发生跃迁, Cerenkov 辐射正是这一跃迁的结果。

1. S 矩阵

由量子场论, 我们知道在相互作用表象中, S 矩阵与相互作用哈密顿量有关, 在薛定格表象中, 作为经典流的入射电子与光场的相互作用哈密顿量为

$$\begin{aligned} H' &= - \int d^3x \mathbf{j}(\mathbf{x}, t) \cdot \mathbf{A}(\mathbf{x}) \\ &= \int e \delta(\mathbf{x} - \mathbf{v}t) \mathbf{v} \cdot \mathbf{A}(\mathbf{x}) d^3x \\ &= \hbar \sum_j L_j (a_j e^{i\mathbf{k}_j \cdot \mathbf{v}t} + a_j^\dagger e^{-i\mathbf{k}_j \cdot \mathbf{v}t}), \end{aligned} \quad (15)$$

其中 $\mathbf{v}$ 是电子的速度, $\mathbf{A}$ 是量子化光场的矢势算符, L_j 是耦合常数,

$$\hbar L_j = e \mathbf{v} \cdot \boldsymbol{\epsilon}_j \sqrt{\frac{\hbar}{2\omega_j \epsilon_0 V}}. \quad (16)$$

利用(9), (10)两式和公式

$$e^{x\mu_i^\dagger \mu_i} f(\mu_j, \mu_j^\dagger) e^{-x\mu_j^\dagger \mu_j} = f(\mu_j e^{-x}, \mu_j^\dagger e^x), \quad (17)$$

把 H' 变到相互作用表象中为

$$\begin{aligned} H_I &= e^{iH_0 t/\hbar} H' e^{-iH_0 t/\hbar} \\ &= \hbar \sum_j L_j \sum_i U_{ij} (e^{-i(\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{v} - \lambda_j)t} \mu_i^\dagger + e^{i(\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{v} - \lambda_j)t} \mu_i). \end{aligned} \quad (18)$$

在一级近似下,用量子场论中的微扰论,可以求出 S 矩阵为

$$\begin{aligned} S &= 1 - \frac{i}{\hbar} \int_{-\infty}^{+\infty} H_I(t) dt \\ &= 1 - 2\pi i \sum_{i,j} L_i U_{ji} \delta(\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{v} - \lambda_j) (\mu_i^+ + \mu_j). \end{aligned} \quad (19)$$

2. S 矩阵元和 Cerenkov 辐射几率

Cerenkov 辐射是不改变原子状态的辐射过程,所以 Cerenkov 辐射几率是快速电子通过介质时,原子基态不变,而光场辐射某一光子的几率,即

$$|1, 0\rangle \rightarrow |1, 1_i\rangle. \quad (20)$$

在态 $|1, 1_i\rangle$ 中,原子处于基态,光场有 i 模式的一个光子,即

$$\begin{aligned} |1, 1_i\rangle &= a_i^+ |0\rangle \\ &= \sum_k U_{ki} |1_k\rangle, \end{aligned} \quad (21)$$

其中

$$|1_k\rangle = \mu_k^+ |0, 1\rangle, \quad k = 0, 1, 2, \dots, N. \quad (22)$$

所以 Cerenkov 辐射的几率振幅相应于态 $|i\rangle = |1, 0\rangle$ 与态 $|f\rangle = |1, 1_i\rangle$ 之间的 S 矩阵元为

$$S_{if} = \langle f | S | i \rangle. \quad (23)$$

把(21),(23)代入上式,并利用(11)式得

$$S_{if} = -2\pi i \sum_i \frac{U_{i0}^2 g_i}{\lambda_i - \omega_i} \sum_s L_s g_s \frac{\delta(\mathbf{k}_s \cdot \mathbf{v} - \lambda_i)}{\lambda_i - \omega_s}. \quad (24)$$

设 Cerenkov 辐射沿 $\mathbf{k}$ 方向,即 $\mathbf{k} = \mathbf{k}_s / |\mathbf{k}_s|$, $s = 1, 2, \dots, N$. 那么偏振方向 $\boldsymbol{\epsilon}_s$ 也随之固定,则(24)式中对 s 的求和部分可以求出

$$\begin{aligned} \sum_s g_s L_s \frac{\delta(\mathbf{k}_s \cdot \mathbf{v} - \lambda_i)}{\lambda_i - \omega_s} &= \frac{e^2 (\boldsymbol{\epsilon} \cdot \mathbf{v}) (\boldsymbol{\epsilon} \cdot \mathbf{D}_{12}) \cdot c}{2\hbar \epsilon_0 V |\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}|} \int \frac{V d\omega_s}{2\pi c} \frac{\delta(\omega_s - c|\mathbf{k}|)}{\lambda_i - \omega_s} \\ &= \frac{e^2 (\boldsymbol{\epsilon} \cdot \mathbf{v}) (\boldsymbol{\epsilon} \cdot \mathbf{D}_{12})}{4\pi\hbar \epsilon_0 |\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}|} \cdot \frac{1}{(1 - c/|\mathbf{k}|) \lambda_i}. \end{aligned} \quad (25)$$

在上式的推导中,我们用到了 δ 函数的性质以及求和化成积分的变换

$$\delta(ax - b) = \frac{1}{|a|} \delta\left(x - \frac{b}{a}\right), \quad (26)$$

$$\sum_i \rightarrow \int d\omega_i \frac{V}{2\pi c}. \quad (27)$$

把(25)式代入(24)式得

$$S_{if} = \frac{-ie^2 (\boldsymbol{\epsilon} \cdot \mathbf{v}) (\boldsymbol{\epsilon} \cdot \mathbf{D}_{12})}{2\hbar \epsilon_0 |\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}|} \cdot \frac{g(\omega)}{(1 - c/|\mathbf{k}|) \lambda_i} \sum_i \frac{U_{i0}^2}{\lambda_i (\lambda_i - \omega)}. \quad (28)$$

由于 Cerenkov 辐射的频率是任意的,上式中我们已把 ω_i 与 g_i 分别用 ω 和 $g(\omega)$ 代之.利用(12)式,(28)式对 i 的求和部分为

$$\sum_i \frac{U_{i0}^2}{(\lambda_i - \omega) \lambda_i} = \sum_i U_{i0}^2 \cdot \frac{1}{\omega} \left(\frac{1}{\lambda_i - \omega} - \frac{1}{\lambda_i} \right)$$

$$= \frac{1}{\omega} \left[\frac{1}{Q - \omega - i\gamma(\omega)} - \frac{1}{Q} \right]. \quad (29)$$

将上式代入(28)式,得到 Cerenkov 跃迁矩阵元

$$S_{if} = \frac{-ie^3(\boldsymbol{\epsilon} \cdot \boldsymbol{v})(\boldsymbol{\epsilon} \cdot \boldsymbol{D}_{12})^i}{2\hbar\epsilon_0|\boldsymbol{k} \cdot \boldsymbol{v}|(1 - c/|\boldsymbol{k} \cdot \boldsymbol{v}|)} \sqrt{\frac{1}{2\epsilon_0 V}} \sqrt{\frac{1}{\omega}} \left[\frac{\omega + i\gamma(\omega)}{(Q - \omega - i\gamma(\omega))Q} \right]. \quad (30)$$

取 S_{if} 模的平方是要求的 Cerenkov 辐射几率

$$P = |S_{if}|^2 = \frac{e^6 |\boldsymbol{D}_{12}|^4}{40\hbar^3 \epsilon_0^3 V} \cdot \frac{(\boldsymbol{\epsilon} \cdot \boldsymbol{v})^2}{(\boldsymbol{k} \cdot \boldsymbol{v} - c)^2} \cdot \frac{\omega^2 + \gamma^2(\omega)}{Q^2 \omega [(Q - \omega)^2 + \gamma^2(\omega)]}. \quad (31)$$

由于气体中各个原子的 $\boldsymbol{D}_{12}$ 取向是随机的,上式中已把 $|\boldsymbol{\epsilon} \cdot \boldsymbol{D}_{12}|^4$ 取了角平均

$$\begin{aligned} \overline{|\boldsymbol{\epsilon} \cdot \boldsymbol{D}_{12}|^4} &= |\boldsymbol{D}_{12}|^4 \frac{1}{4\pi} \int dQ \cos^4 \theta \\ &= \frac{1}{5} |\boldsymbol{D}_{12}|^4. \end{aligned} \quad (32)$$

由(31)式,可以给出 Cerenkov 辐射对角度和入射电子速度 $\boldsymbol{v}$ 的依赖关系

$$\begin{aligned} f(\theta, v) &= \frac{(\boldsymbol{\epsilon} \cdot \boldsymbol{v})^2}{(\boldsymbol{k} \cdot \boldsymbol{v})^2 (1 - c/|\boldsymbol{k} \cdot \boldsymbol{v}|)^2} \\ &= \sin^2 \theta / \left(\cos \theta - \frac{c}{v} \right)^2 \end{aligned} \quad (33)$$

和辐射对频率的依赖关系

$$\begin{aligned} Q(\omega) &= \frac{\omega^2 + \gamma^2(\omega)}{\omega[(Q - \omega)^2 + \gamma^2(\omega)]} \\ &= (\omega + \alpha^2 \omega^3) / [(\omega - \alpha)^2 + \alpha^2 \omega^6], \end{aligned} \quad (34)$$

其中

$$\alpha = \frac{e^2 |\boldsymbol{D}_{12}|^2}{6\pi\epsilon_0 \hbar c^3}. \quad (35)$$

四、气体 Cerenkov 辐射的特点及其与实验的比较

1. 线偏振

光场的任一模式都有两个独立的偏振方向 $\boldsymbol{\epsilon}_{s\sigma}$ ($s = 1, 2, \dots, N, \sigma = 1, 2$), 它们满足

$$\boldsymbol{k}_s \cdot \boldsymbol{\epsilon}_{s\sigma} = 0 \quad \sigma = 1, 2, \quad (36)$$

$$\boldsymbol{\epsilon}_{s1} \cdot \boldsymbol{\epsilon}_{s2} = 0. \quad (37)$$

$\boldsymbol{\epsilon}_{s1}$ 和 $\boldsymbol{\epsilon}_{s2}$ 可取为一个垂直于 $\boldsymbol{k}_s$ 与 $\boldsymbol{v}$ 形成的平面, 另一个在这个平面内, (15) 式表示的相互作用哈密顿量中有因子 $\boldsymbol{\epsilon}_s \cdot \boldsymbol{v}$, 那么垂直于 $\boldsymbol{k}_s$ 与 $\boldsymbol{v}$ 的偏振分量对 Cerenkov 辐射没有贡献, 所以 Cerenkov 辐射的偏振方向均在 $\boldsymbol{k}_s$ 和 $\boldsymbol{v}$ 形成的平面内, 这一结果与经典理论相同, 并已被徐克尊等人的实验所证实^[4].

2. 辐射角

从(33)式可以看出, Cerenkov 辐射的角度只与入射电子的速度有关, 而不依赖于频率, 这是气体介质中 Cerenkov 辐射所特有的结论, 也是与透明介质中 Cerenkov 辐射的

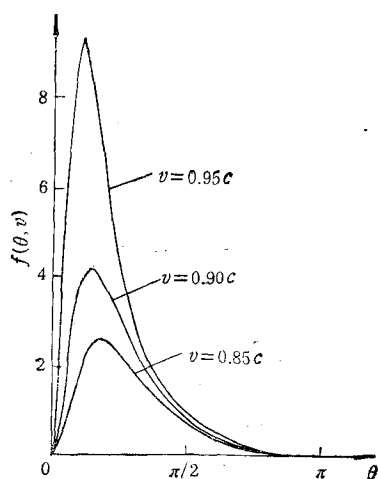


图1 气体 Cerenkov 辐射的角分布

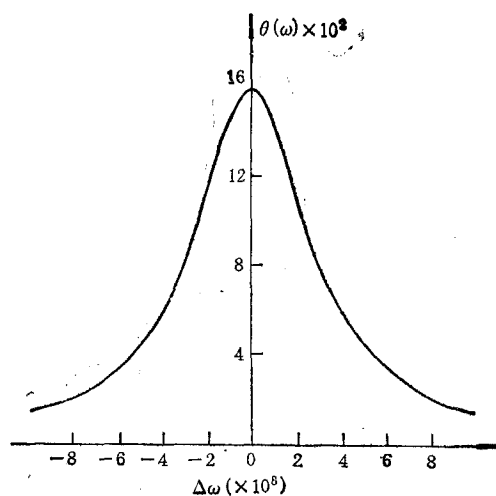


图2 氢气的 Cerenkov 辐射的谱分布

重要区别,文献[3—5]的实验观察结果支持这一结论。

(33)式还显示出辐射角有一分布,图1表明,电子的速度越大,辐射角分布越窄,最大值越向 θ 角小的方向移动。对某一固定的 v ,取 $\frac{\partial f(\theta, v)}{\partial \theta} = 0$,得到 Cerenkov 辐射几率最大时的角度满足

$$\cos \theta = v/c. \quad (38)$$

它表示辐射角随入射电子速度的增大而减小,这是气体 Cerenkov 辐射与透明介质 Cerenkov 辐射的另一个重要区别。在 Piestrup^[3] 和徐克尊^[3,4]的实验中,电子的动能分别为 $T_1 = 55\text{MeV}$, $T_2 \approx 500\text{keV}$ (电子分布最可几的动能),由(38)式算出它们对应的辐射角分别为 $\theta_1 = 9.2\text{mrad}$ (实验值 10mrad), $\theta_2 = 30^\circ 20'$ (实验值为 30°),它们与实验观察值基本符合。

3. 辐射与入射带电粒子速度的关系

透明介质中的 Cerenkov 辐射要求入射粒子速度有一阈值,即 $v \geq c/n$ 。但从(33)式看到,气体介质中的 Cerenkov 辐射却没有对入射粒子速度的最低限制,这是气体介质中 Cerenkov 辐射又一独特之处。容易证明,对任意 θ 总有

$$\frac{\partial f}{\partial v} > 0, \quad (39)$$

即辐射随入射粒子速度的增大而增大。

4. 轮廓的不对称性与红移、线状谱

(34)式表示辐射对频率的依赖关系,可以看出,它显然不对称于 $\omega = \Omega$,这是经典理论预言的结论之一。另外,关于红移的存在也可通过(34)式得到,只要证明 $Q'(\Omega) < 0$ 便足够了。对 $Q(\omega)$ 直接求导得

$$Q'(\Omega) = \frac{-5 - \alpha^2 \Omega^4}{\alpha^2 \Omega^6} < 0. \quad (40)$$

图 2 是氢原子 Cerenkov 辐射的谱分布, 它表明辐射的红移很小, 且分布很窄, 即谱是线状的. Piestrup^[9] 的实验之所以是连续谱, 可能由于电子速度很大使 $f(\theta, \nu)$ 达到 10^2 — 10^3 量级所致. 另外, 这样高的电子速度足以使远离共振频率(通常透明介质)的 Cerenkov 辐射发生, 实际上是连续谱和线状谱的迭加.

5. 激发态原子的 Cerenkov 辐射

前面的讨论中, 假定原子处于基态, 这是实际中普遍存在的情况. 若原子处于激发态, 可以证明它与基态原子的 Cerenkov 辐射几率相等, 事实上, 这时初、末态分别为

$$|i\rangle = |2, 0\rangle = \sum_k U_{k0} |1_k\rangle, \quad (41)$$

$$\begin{aligned} |f\rangle &= |2, 1_i\rangle = \sigma^+ a_i^+ |1, 0\rangle, \\ &= \sum_{p,r} U_{p0} U_{ri} |1_p, 1_r\rangle. \end{aligned} \quad (42)$$

它们之间的跃迁矩阵元为

$$\begin{aligned} S_{if}^{ap} &= -2\pi i \sum_{i,j} L_i U_{ji} \delta(\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{v} - \lambda_j) \sum_{r,k,\rho} U_{ri} U_{p0} U_{k0} \langle 1_p 1_r | 1_k 1_j \rangle \\ &= -2\pi i \sum_{i,j} L_i U_{ji} U_{it} \sum_r U_{r0}^2 \delta(\mathbf{k} \cdot \mathbf{v} - \lambda_j). \end{aligned} \quad (43)$$

利用(7)式, $\sum_r U_{r0}^2 = 1$, 上式可化为

$$S_{if}^{ap} = -2\pi i \sum_i \frac{U_{i0} g_i}{\lambda_i - \omega_i} \sum_r g_r L_r \frac{\delta(\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{v} - \lambda_j)}{\lambda_j - \omega_j}. \quad (44)$$

上式与(24)式完全相同, 所以激发态与基态原子的 Cerenkov 辐射率相等. 鉴于目前的实验技术, 这一结果还很难得到验证.

五、结 论

本文采用量子场论的微扰论, 在一级近似下求出了气体 Cerenkov 辐射的几率表达式, 结果表明, 气体 Cerenkov 辐射与透明介质中的 Cerenkov 辐射有很多不同之处, 气体 Cerenkov 辐射有如下重要特性: 1) 线偏振; 2) 线状谱; 3) 谱线的轮廓不对称且有红移出现; 4) 辐射角有一分布, 但与辐射频率无关, 几率最大的辐射角 θ 满足 $\cos\theta = v/c$; 5) 辐射随入射粒子速度的增大而增强, 但不要求粒子速度大于某一阈值; 6) 激发态与基态原子的辐射几率相等. 其中后三点是本文推导出来的新结果, 除 6) 目前还不容易直接验证外, 4) 5) 两点能够与文献[3], [4]和[5]中的实验结果很好的符合. 当然, 由于我们没有考虑原子之间的作用和辐射在气体中的传播, 使得理论计算与实验值有一些误差, 我们相信, 把上面忽略的效应也考虑进去, 会得到理论与实验更加一致的结果, 对此我们将另文讨论.

1 尤峻汉、程富华, 物理学报, **29**(1980), 927.

2 Jun-han You, Fu-hua Cheng, T. Kiang, *Phys. Rev.*, **A 34** (1986), 3015.

3 徐克尊等, 科学通报, **11**(1981), 565.

- 4 Xu Ke-2un *et al.*, *Phys. Lett.*, **86A**, (1981), 21.
- 5 M. A. Priestrup *et al.*, *Appl Phys. Lett.*, **28**(1976), 92.
- 6 H. Dekker, *Phys. Lett.*, **59A**(1976), 369.
- 7 A. A. 索科洛夫, 量子电动力学导论, 吴伯泽译, 人民教育出版社, (1962), 239 页.
- 8 S. M. Neamtan, *Phys. Rev.*, **92**(1953), 1362.
- 9 R. Loudon, *The Quantum Theory of Light*, Oxford University Press, (1973), p.189.

QUANTUM THEORY OF CERENKOV RADIATION IN GAS MEDIUM

GUO GUANG-CAN XIA YUN-JIE

(Department of Physics, University of Science and Technology of China, Hefei)

ABSTRACT

A quantum theory of Cerenkov radiation in gas medium is established by means of the first-order perturbation of quantum field theory. The results show that there are some characteristics different from Cerenkov radiation of liquid and solid. The main features of this Cerenkov radiation are as follows: (1) Line emission, asymmetric profile and small red shift; (2) The radiation angle is independent of frequency and decreases along with increasing of the speed of incident charged particles; (3) No speed threshold of the charged particles exists; (4) No matter whether an atom is at ground state or at excited state, the probability of Cerenkov radiation is identical. The theoretical predictions coincide with the experiments.