

提高渡越辐射强度的一种方法

屈卫星 徐至展

(中国科学院上海光机所)

提要: 本文在分析了高能相对论电子通过介质箔组时产生的渡越辐射量子谱的特点、产生渡越辐射的机理, 以及影响渡越辐射强度提高的主要不利因素的基础上, 提出了一种提高渡越辐射强度的新方法。

A method for enhancement of transition radiation intensity

Qu Weixin, Xu Zhizhan

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica, Shanghai)

Abstract: The characteristics of quantum spectrum of the transition radiation produced when high energy relativistic electrons passing through a foil stack, the mechanism for producing transition radiation and the principal unfavourable factors which affect the enhancement of intensity of transition radiation are analysed, and a new method is put forward on the analysis to increase the intensity of transition radiation based.

一、引言

当高速运动的带电粒子穿过两种不同介质的界面时, 便会产生一种高频电磁辐射, 该辐射称为渡越辐射^[1, 2], 这是由苏联物理学家于40年代最先在理论上提出的。由于该辐射的总能量只与入射带电粒子的相对论因子 γ 成正比($\gamma = (1 - V^2/c^2)^{-1/2}$), 而与粒子的质量无关。所以可以通过对渡越辐射的测量来探测微观带电粒子, 测量这些粒子的相对论能量。

由于渡越辐射的波长通过增加入射粒子的能量可以很容易进入X射线波长范围, 而目前可资利用的X射线源种类又是很有局限的。因此渡越辐射可以作为一种新的X射

线源。尽管目前在实验上渡越辐射总强度还不能达到象同步辐射那样高的强度, 但就每个电子平均而言, 渡越辐射强度比同步辐射要高近二个数量级, 而且电子束的能量也比同步加速辐射的电子束能量低得多^[3, 5], 所以渡越辐射有可能发展成为比同步辐射更经济、转换率更高的强X射线源。

如何在已有的基础上进一步提高渡越辐射的强度是将渡越辐射发展成为高强度的X射线源所必须首先需要解决的问题。实验上常采用多介质箔叠层来增加辐射强度, 并且介质箔是由低X射线吸收率材料制成(如铍箔、铍箔等), 以减少对产生的X射线的吸收。但是单靠增加介质箔的数目来提高渡越辐射强度是不行的。这是因为尽管每片介质

收稿日期: 1987年1月23日。

箔制作得很薄,但随着箔的数目的增多,X射线在每片箔上被吸收的总和就会更加严重。因为入射的带电粒子在先前穿过的介质箔上产生的X射线毫无意义地要同该粒子一起穿过后继的介质箔,当穿过的介质箔的数目超过某一值时,X射线几乎完全被衰减掉了,而真正从介质箔叠层射出的只是粒子在最后一一些介质箔上产生的X射线。另外,随着介质箔数目的增加,粒子在介质箔上的散射和能量损失也越严重。所以通过简单地增加介质箔的数目来提高渡越辐射强度,其数目是很有限的,超过限度强度就不会再随着介质箔数目的增加而增加了。本文在分析了影响渡越辐射强度因素的基础上,提高了一种新的提高渡越辐射强度的方法。

二、影响渡越辐射强度的主要因素

在讨论影响渡越辐射强度的主要因素之前先分析一下渡越辐射的特点及其产生的机理。设介质箔厚度及其间距分别为 l_2 和 l_1 ;箔的等离子体频率及箔间介质的等离子体频率分别为 ω_2 和 ω_1 (若箔间为真空,则 $\omega_1=0$);箔的数目为 M 。当一高速运动的相对论电子垂直地穿过该介质箔叠层时,产生的渡越辐射具有如下特点^[3,4]:

1. 辐射几乎全部集中在以电子运动方向为轴线的前向锥体内(如图1),锥角近似地由下式给出:

$$\theta_{opt}^2 \approx \frac{1}{3} \{ [(\delta_1 + \delta_2)^2 + 12\delta_1\delta_2]^{1/2} - (\delta_1 + \delta_2) \}, \quad (1)$$

其中 $\delta_i = \frac{1}{2}(1/\gamma^2 + \omega_i^2/\omega^2)$ ($i=1, 2$), 锥角宽度 $\Delta\theta \approx 2\theta_{opt}$ 。

2. 在忽略了电子在介质箔上散射的情况下,辐射场是偏振方向平行于观测平面(由辐射波矢 \mathbf{k} 与电子运动方向构成的平面)的完全偏振光。这是因为相对论电子的电场基

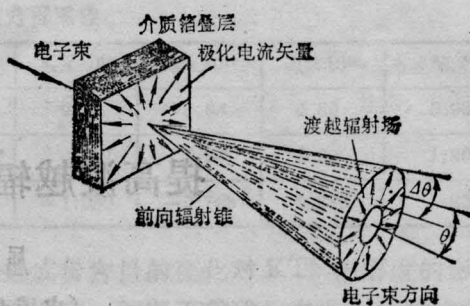


图 1

本上是垂直于电子运动方向的,所以在介质箔内产生的极化电流基本上也是沿垂直于电子运动方向的,因此产生的辐射场也自然是沿极化电流方向偏振的(如图1所示)。

3. 在 $\omega \leq \gamma\omega_2$ 的频率范围内,辐射谱有明显的极大和极小,其位置基本取决于介质箔的厚度;而当频率 $\omega > \gamma\omega_2$ 时,辐射谱的强度迅速地衰减为零。

4. 单个电子垂直地穿过该介质箔叠层时产生的辐射量子微分谱可近似地表示成下列形式:

$$\frac{d^2N}{d\omega d\Omega} = F_1 F_2 F_3, \quad (2)$$

其中

$$F_1 = \left(\frac{d^2N}{d\omega d\Omega} \right)_1 = \left(\frac{\alpha\omega \sin^2\theta}{16\pi^2 c^3} \right) (Z_1 - Z_2)^2 \quad (3)$$

为电子穿过单一界面时产生的辐射量子微分谱。 $\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137}$ 为精细结构常数

$$Z_i = 2c\beta/\omega(1 - \beta\sqrt{\epsilon_i - \sin^2\theta}) \quad (i=1, 2) \quad (4)$$

为介质箔($i=2$)和箔间介质($i=1$)的形成长度。由于相对论电子产生的渡越辐射主要成份为(软)X射线,并且基本上是沿入射电子的运动方向传播的,所以可将下列近似式

$$\epsilon_i = 1 - \omega_i^2/\omega^2 \quad (i=1, 2); \quad \sin\theta \approx \theta; \quad \beta = \frac{V}{c} \approx 1. \quad (5)$$

代入(4)式,得

$$Z_i = 4c/\omega(1/\gamma^2 + \omega_i^2/\omega^2 + \theta^2). \quad (i=1, 2). \quad (4')$$

(2)式中 F_2 因子来自介质箔的前后两界面上产生的渡越辐射相干迭加的贡献, 若忽略了电子在介质箔内的能量损失, 以及辐射量子在穿过介质箔时由于衰减而引起的非相干效应, F_2 因子则具有下列形式:

$$F_2 = 4 \sin^2\left(\frac{l_2}{Z_2}\right). \quad (6)$$

F_3 因子来自对介质箔叠层中所有介质箔求和的贡献, 当考虑到介质箔叠层对辐射的吸收作用时, 因子 F_3 为

$$F_3 = \frac{1 + \exp(-M\sigma) - 2\exp\left(-\frac{1}{2}M\sigma\right)\cos(2MX)}{1 + \exp(-\sigma) - 2\exp\left(-\frac{1}{2}\sigma\right)\cos(2X)}, \quad (7)$$

其中 $\sigma = \mu_1 l_1 + \mu_2 l_2$, μ_2, μ_1 分别为介质箔及箔间介质的 X 射线吸收系数, $X = l_1/Z_1 + l_2/Z_2$. 由理论计算可知, 对于 X 射线, 形成长度都在微米的数量级, 而通常实验中所采用的介质箔叠层, l_1 和 l_2 分别在毫米和微米的数量级, 所以对于频率(或 l_1, l_2)有一个微小的变化, 参量 X 都会有一个很大的变动。因此 F_3 应用下列的平均值^[5]表达式来计算:

$$\bar{F}_3 = [1 - \exp(-M\sigma)]/\sigma. \quad (8)$$

影响渡越辐射强度的因素主要有以下几种: (1) 介质箔叠层对辐射量子的吸收和散射, (2) 入射电子在介质箔叠层上的散射, (3) 介质箔叠层参数 l_1 和 l_2 的随机变化。介质箔叠层对辐射量子的衰减是通过增加介质箔数目来提高辐射强度的一个主要障碍, 为了尽可能减小辐射的衰减, 介质箔间大都抽成真空 ($\mu_1 = 0$), 尽管如此, 介质箔对辐射的衰减还是很严重的, 特别是对软 X 射线的辐射; 在渡越辐射理论分析过程中, 假设了电子在介质箔内的运动是直线运动, 但实际上由于与箔内其他粒子的碰撞, 电子会受到多次散射, 当平均散射角大于辐射角时, 就不能保证来自各界面上的辐射的相干迭加, 降低了

辐射量子谱的强度, 而且由于电子散射角的增大, 辐射锥的顶角也会相应地扩大, 使辐射的方向性变差; 由于制作工艺上的限制, 各片介质箔的厚度 l_2 不可能严格相等(箔间距 l_1 也是如此), 而是在平均值附近有一个小的涨落, 尽管这种涨落在宏观上看来很小, 但对 X 射线通过介质箔(或箔间距)后的相位变化的影响还是很可观的, 这也会影响辐射的相干性, 降低了辐射的强度。

三、一种提高辐射强度的途径

由上面的分析不难看出: 上述列出的影响渡越辐射量子分布谱强度的三个不利因素中, 第三个因素是无法克服的, 这是因为要尽可能地减小箔对辐射的吸收, 箔的厚度大都做到微米的量级。如此薄的箔要在厚度上都严格相等是不大可能的, 所以厚度上的涨落总是存在的, 第二个不利因素可以通过提高入射电子的能量而尽可能地减小, 但这样也会相应地改变辐射谱的结构, 使辐射的高频成份增多。因此在软 X 射线谱的要求下, 该方法是行不通的。造成第一个不利因素是因为产生的辐射要同电子毫无意义地穿过后继的箔而被衰减, 如果设法使产生的辐射量子不通过后继的箔, 就可以克服箔对 X 射线(特别是软 X 射线)辐射的吸收。为此, 可以沿观测平面将箔组开一条宽度 d 远远小于电子束半径 a 的观测缝(如图 2 所示)。由于高能相对论电子垂直穿过介质箔时在箔内引起的极化电流几乎是沿径向方向的, 所以开设一

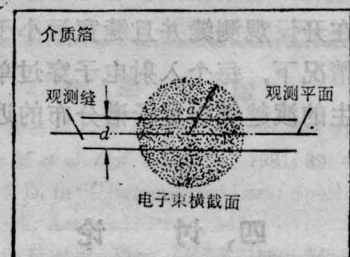


图 2

条观测缝对极化电流分布并没有什么影响。因此电子在箔迭层内的每片箔上产生的辐射仍然可以认为分布在向前锥体内, 但由整个箔迭层出射的辐射量子的分布就不再是柱对称的了: 在观测缝中, 由于对辐射没有被吸收, 故辐射较强; 而在不包含观测缝的其他观测平面上观测到的辐射就弱得多。但由于在电子束中有一部分电子要从观测缝中穿过, 如果忽略这部分电子对渡越辐射的贡献 (实际上这部分电子对辐射仍有很小的贡献), 则应在单界面上的辐射量子谱的表达式 (3) 式中再加入一个小于 1 的因子。下面对这个因子作一讨论。

设电子束为密度均匀的电子束, 其密度为 ρ , 横截面积为 S_0 , 观测缝的面积为 S , 在 dt 时间内入射的电子数 n_0 为:

$$n_0 = \nu \rho S_0 dt, \quad (9)$$

对渡越辐射有贡献的电子数 (即在 dt 时间内穿过介质箔的电子数) n 为,

$$n = (S_0 - S) \rho \nu dt. \quad (10)$$

所以这时的 (3) 式应改写为下列形式

$$F'_1 = \frac{n}{n_0} \left(\frac{d^2 N}{d\omega d\Omega} \right)_1 = \frac{S_0 - S}{S_0} \left(\frac{\omega \alpha \sin^2 \theta}{16\pi^2 c^2} \right) (Z_1 - Z_2)^2, \quad (11)$$

由于缝宽远远小于电子束半径, 即 $2ad \ll \pi a^2$, 所以

$$\frac{S_0 - S}{S_0} = 1 - \frac{2d}{\pi a} \approx e^{-\frac{2d}{\pi a}} \quad \left(\frac{2d}{\pi a} \ll 1 \right) \quad (12)$$

将 (12) 式代入 (11) 式, 得

$$F'_1 = e^{-\frac{2d}{\pi a}} \left(\frac{\omega \alpha \sin^2 \theta}{16\pi^2 c^2} \right) (Z_1 - Z_2)^2 \quad (3')$$

这就是在开设观测缝并且缝宽远小于电子束半径的情况下, 每个入射电子穿过单一箔界面时产生的渡越辐射量子谱分布的近似表达式。

四、讨 论

上述方法对于发展超软 X 射线渡越辐

射源更为有效。因为超软 X 射线穿透能力较差, 即使箔很薄, 对它的吸收也是很严重的, 而对于辐射量子能量大于 2 keV 的软 X 辐射, 由于射线的穿透能力提高, 吸收变弱。因此这种方法的效果就不那样显著了。

对于包含在观测缝内的平面, $\sigma = 0$, 因子 F_3 (见 (7) 式) 在 $X = r\pi$ (r 为正整数) 时具有下列极大值

$$F_{3\max} = \lim_{X \rightarrow r\pi} \frac{1 - \cos(2MX)}{1 - \cos(2X)} = \lim_{X \rightarrow r\pi} \frac{\sin^2(MX)}{\sin^2(X)} = M^2; \quad (13)$$

而对不包含观测缝内的其他平面, F_3 在 $X = r\pi$ 时具有下列形式的极大值

$$F'_{3\max} = \lim_{X \rightarrow r\pi} \frac{1 + e^{-M\sigma} - 2e^{-\frac{1}{2}M\sigma} \cos(2MX)}{1 + e^{-\sigma} - 2e^{-\frac{1}{2}\sigma} \cos(2X)} = \frac{(1 - e^{-\frac{M}{2}\sigma})^2}{(1 - e^{-\frac{1}{2}\sigma})^2}. \quad (14)$$

所以, 在两种平面内的射线强度极大值之比为

$$k = \frac{F'_1 F_2 F_{3\max}}{F_1 F_2 F'_{3\max}} = e^{-\frac{2d}{\pi a}} M^2 \frac{(1 - e^{-\frac{\sigma}{2}})^2}{(1 - e^{-\frac{1}{2}\sigma})^2}. \quad (15)$$

下面就几种情况进行讨论: 当 $\sigma \gg 1$ 时, 即射线穿过每一片箔时都具有严重的吸收情况, 包含观测缝平面内的辐射量子谱的极大值与其他平面内的辐射量子谱极大值之比为:

$$k = e^{-\frac{2d}{\pi a}} M^2. \quad (16)$$

当 $M\sigma \gg 1$ ($\sigma \gg 1/M$) 时, 即射线穿过整个箔叠层后才被严重地吸收的情况, 上述两种极大值之比为:

$$k = e^{-\frac{2d}{\pi a}} M^2 (1 - e^{-\frac{\sigma}{2}})^2. \quad (17)$$

当 $M\sigma \ll 1$ ($\sigma \ll 1/M$) 时, 即在射线穿过整个箔组后吸收也是很弱的情况下, 两种极大值之比为:

$$k = \lim_{M \rightarrow 0} e^{-\frac{2d}{\pi a}} M^2 \frac{(1 - e^{-\frac{\sigma}{2}})^2}{(1 - e^{-\frac{M}{2}\sigma})^2}$$

$$= \lim_{M \rightarrow 0} e^{-\frac{2d}{\pi a}} e^{-\frac{\sigma}{2}(1-M)} = e^{-\frac{2d}{\pi a}}. \quad (18)$$

由上面三式((17)至(19)式)不难看出:在辐射量子穿过每片箔或穿过整个介质箔叠层时都有较严重的吸收的情况下,采用开设观测缝的方法来提高辐射强度效果是显著的(见(16)、(17)式),而在辐射量子即使穿过整个箔叠层吸收仍然可以忽略的情况下,开设观测缝不但达不到提高射线强度的目的,反而会使强度降低(见(18)式)。这是因为开设观测缝使对渡越辐射有贡献的电子数目减少,所以只有在下列情况下,开设观测缝后才能使射线强度有较显著的提高。(a)箔是由X射线吸收系数较高的材料制成的(如碳箔、铝箔等)。(b)介质箔叠层是由数目较多的介质箔构成(即 M 较大)。(c)开设的缝宽要远小于电子束的有效半径。

在推导(3')式的过程中忽略了穿越观测缝的电子对辐射的贡献,这是因为高速相对论电子产生的电场的傅里叶变换的横向分量(垂直于 \mathbf{V})和纵向分量(平行于 \mathbf{V})分别与第一阶变型贝塞尔函数 $K_1\left(\frac{\omega\rho}{\gamma V}\right)$ 和第零阶变型贝塞尔函数 $K_0\left(\frac{\omega\rho}{\gamma V}\right)$ 成正比, ρ 为场点到电子轨迹的垂直距离。由变型贝塞尔函数的下列渐近性

$$K_\nu(x) \xrightarrow{x \text{ 很大时}} \sqrt{\frac{\pi}{2x}} e^{-x}$$

可知:高速运动的电子在穿越介质箔时产生的极化电流主要分布在以电子运动轨迹为轴线的一个圆柱型区域内,该圆柱的半径大约

(上接第476页)

果要从方程(15)得到,计算量是大的。

此外,从图4~7可以看到, $I_{out}(\tau)$ 的调制随 $\alpha^2(\tau)$ 或 $\xi(\tau)$ 十分灵敏,可以检测灵敏度 10^{-3} 的强度吸收或 $2\pi \times 10^{-3}$ 的位相移动。这些结果提示我们,可以用法布里-珀罗标准具法检测介质微弱吸收或相移的瞬态过程。

为 $\gamma V/\omega = \gamma\lambda$,其中 λ 为辐射波长。通常辐射波长分布在软X射线范围内,如用54 MeV的电子束,穿过真空-铍箔叠层($l_1=1.5$ mm, $l_2=1.5$ μ m, $M=18$)时产生的辐射量子谱的峰分布在0.8~1.2 nm这样一个范围。所以电子在穿越铍箔时产生的极化电流主要分布在以电子轨迹为轴、半径约为十分之几微米的圆柱区域内,即极化电流几乎全部分布在电子的运动轨迹上。当电子从缝中穿越时,在箔内产生的极化电流几乎为零,所以可以认为从观测缝中穿越的电子对渡越辐射没有贡献。因此随着缝宽的增加, F'_1 以指数的形式迅速地衰减。缝开得越窄,强度增加就越显著,而且在包含缝的观测面内的辐射仍然是偏振的。

因为沿缝传播的射线不穿过箔,所以可以在箔之间加入其他的固体介质层,以适应对不同的软X射线源的要求,而且这样做可使箔叠层的强度提高,使制作难度降低。当然在缝中传播的射线尽管未被吸收,但在缝边缘上的散射仍然是射线衰减的一个不利因素,因为X射线的衰减主要包含吸收和散射两部分。故随着X射线波长的增加,由吸收引起的射线衰减远大于由散射引起的衰减,上射线在观测缝边缘上的散射可忽略不计。

参 考 文 献

- 1 Ginzburg V L, Frank I M, *J. Phys.*, 1945; **9**: 353
- 2 Ter-Mikaelian M L. *Nucl. Phys.*, 1961; **24**: 43
- 3 Piestrup M A et al. *IEEE J. Quant. Electr.*, 1983; **QE-19**: 1771
- 4 Cherry M L et al. *Phys. Rev. D*, 1974; **10**: 3594
- 5 Piestrup M A et al. *Phys. Rev. A*, 1985; **32**: 917
- 6 Chu A N et al. *J. Appl. Phys.*, 1980; **51**: 1290

参 考 文 献

- 1 Eliel E R et al. *Opt. Commun.*, 1981; **39**: 41
- 2 Brieger M et al. *Opt. Commun.*, 1981; **39**: 423
- 3 Harris T D. in "Ultrasensitive Laser Spectroscopy" New York: Academic Press, 343
- 4 Kogelnik H et al. *Proc. IEEE*, 1966; **54**: 1312
- 5 M 玻恩, E 沃耳夫. 光学原理(上册), 北京: 科学出版社, 421