

## （一）旋涡体与引力场

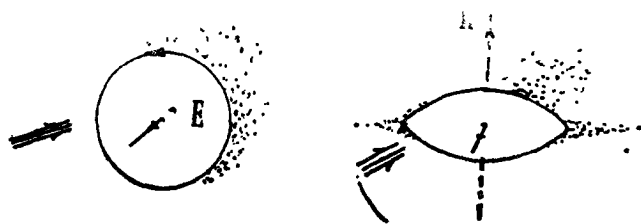
旋涡体是组成粒子的基本形态。把旋涡体想象成太阳系的扁平状。旋涡体在黄道面上，以及在与黄道面垂直方向上与周围空间发生物质交换（新陈代谢），它向外面抛射物质与接受外来侵入物质之间控制与被控制的矛盾，即表现为其带“电”的性质。比如，在时间中演化的旋涡体，它外抛大质量、大动量的旋转颗粒物质。这些大动量物质流动方向控制了外来侵入的小动量旋转颗粒物质流动方向，我们说旋涡体对空间显“正电”；如果是外来侵入大动量物质颗粒流向控制了旋涡体外抛物质流向，则旋涡体对空间显“负电”；把其外抛或侵入物质占主导地位物质的流向规定为电力线： $E$ 矢量方向。把旋涡体在黄道面上（ $E$ 平面）占主导地位物质旋涡运动的“左”或“右”的自旋，按右手螺旋法则规定为其磁场  $H$  矢量方向。

现在，让我们回到太阳系中来，太阳在几十亿年间维持了如此强烈的辐射到今天不见衰减，在太阳系空间虽然消耗了大批流星、尘埃物质，但仍有大量补充的事实，说明了旋涡体与周围空间发生物质交换过程大体上是这样的：在太阳系普遍电磁场控制下，行星、小行星、流星和尘埃……在与黄道面交角不大的平面上，向一个方向公转或自转，这是太阳系中占主导地位物质旋涡运动的自旋方向。当外部空间一些侵入的小天体进入太阳系后，因碰撞而爆炸分散，燃烧解体成高速运动的、具有“左”和“右”自旋的流星和陨星，

它们向各个方向飞散，那些自转方向与公转方向相反的陨星受到阻尼迅速趋近太阳，而再次发生碰撞分解。另一部份自转方向与公转方向相同的陨星逃离太阳，特别是那些沿行星公转方向自转和公转的陨星速度大到逃脱轨道速度时被抛出太阳系。在太阳附近大批由陨星分解的尘埃，沿逆光的光渗方向被太阳吸收。

1952年苏联天文学家B. B. 拉兹也夫确定了作用在快速自转陨星上能量再辐射的各向异性效应：即使改变直径大到几百米计算的陨星，在太阳的距离内，自转方向与公转方向相同的陨星具有灼热的“风”来自背后，并向前推进，类似火箭的推进，而越来越远离太阳；而具有反向自转的陨星相反的受到阻尼而相当迅速趋近太阳……。

上述分析表明，任何一个旋涡体都类似一个热核反应炉，当沿某一方向侵入旋涡体的物质加强时，由于内能的释放而抛离的物质所造成的“反冲”，使它自己沿指向物质侵入方向作偏斜运动（图一）。



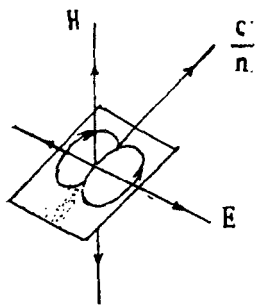
(图一)

概括说，“反冲”的推进是“活”的粒子受引力的表现形式。引力和惯性的实质问题是由于旋涡运动，使粒子间的

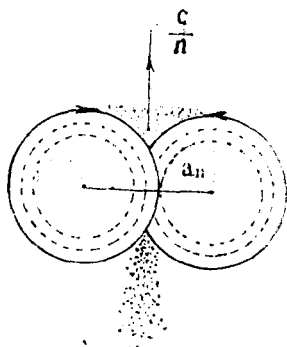
排斥运动转化为内能释放“反冲”的吸引偏斜运动。“电”的吸引或排斥乃是由于物质交流的调合或对抗，造成空间电力线分布不对称而产生激化的引力场。任何一个旋涡体，只要它外抛物质颗粒，就换取“反冲”的动能，这是一切旋涡体“自己运动”产生生命活力的本源。

对多体问题，我主张应该首先研究旋涡体的“正与负”、“左与右”、“奇与偶”。

## (二) 光 量 子



(图二)



(图三)

把电子想象成是一个小旋涡体。(图二)表明，光量子是由两个质量相等，小黄道半径相等，自旋相反，电性和磁性互补的正电子和负电子，在小黄道平面上( $E$ 平面)结合的粒子。由于在 $E$ 平面上双电子交接带上的物质颗粒同时受

两个中心天体的吸引，且方向相反，向心速度为零，使物质沿切线速度方向被抛出，即表现为“左”和“右”的双电子在“反冲”力作用下，沿曲率半径为无限大的圆的“自己运动”。因此，光子是偏振的，有  $E \perp H \perp C/n$ 。

### (三) 玻尔理论、普朗克恒量

(图三)表示电子在小黄道面上的物质旋涡运动呈疏密相间的条带分布(类似太阳系中小行星带环缝)，而且双电子的结合只能停留在环缝各分立的物质密集带上，这些环带有宽有窄，宽环带是光量子的主能级  $E_n$ ，窄环带是付能级  $E_{n+\alpha}$ ，不同分立能级上双电子的中心距  $\alpha_n$  不同， $\alpha_n$  愈小的光子有愈大的能级。光量子的这些能级是完全确定的。

如果将(图三)中沿直线运动的光量子其中的一个电子按住不动，另一个电子必然开始绕固定不动电子的质心作圆周运动，它的角速度开始是零，后来达到  $\omega$  平均值  $\omega_n = \omega/2$ 。电子在  $t$  时间内的加速运动转过的圆周角等于  $\theta$

$$\theta = 2\pi/n \quad (1)$$

当把电子看作是以角速度平均值  $\omega_n$  的均匀速度转动处理时，有方程

$$\int_0^{2\pi/n} \frac{1}{2} P_{\theta} d\theta = \mu \alpha_n^2 \frac{d\theta}{ndt} = nh \quad (2)$$

公式(2)表明，外场所作的功使光子内能释放转换

为电子绕转的动能。普朗克恒量  $h$  ( 尔格  $ndt$  ) 表明, 以不同时间尺度  $ndt$  度量各类光量子具有相同的内能 ( 交换的动能 )。  $n$  取正整数, 称为主量子数。骤然看起来这十分奇怪的结论, 恰恰是以后要讨论的物理学中最大的难题!

根据经典力学, 对应公式 ( 2 ), 把在  $2\pi/n$  圆周角中作加速运动的电子, 用角速度  $\omega_n$  平均值当作均匀转动处理时, 电子的运动方程是

$$(1/2)\mu a_n (d\theta/ndt)^2 = e^2/a_n^2 \quad (3)$$

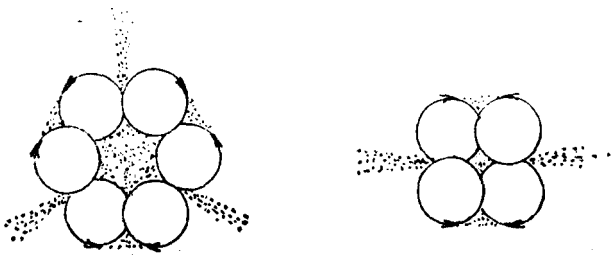
将 ( 2 ) 式与 ( 3 ) 式合并消去  $d\theta/ndt$ , 有双电子的中心距

$$a_n = n^2 h^2 / 2\pi^2 \mu e^2 = 2n^2 \hbar^2 / \mu e^2 \quad (4)$$

$a_n$  是双电子的中心距,  $\mu$  是电子的质量,  $e$  是电子的电荷。

在新的假定的原则上, 我们能对玻尔理论作出新的解释。

#### (四) 量子结构、光辐射、巴尔末公式



(图四)

(图四)表示了一些电子团,它们都是由偶数个、自旋为“左”和“右”对称的、“正”、“负”单电子在  $E$  平面上结合的,它们应该是自然界中电子存在的一种普遍的稳定结构形式。

不同能量的光量子所需外场激发的能量不同,外场所作的功除表现在对电子团的加速外,由于阻力,所以,还应表现在对电子团的压缩弹性变形上。沿  $E$  平面方向运动的电子团群体都处于不同弹性压缩能级状态,它们有不同的固有振动频率  $\nu_n$  和对应不同的交换内能。

$$f(ndt)E_n = h\nu_n \quad (5)$$

恰恰是这个固有振动频率  $\nu_n$  “记忆”了能量的压缩过程。

如果,把单一原子组成的气体放入电场放电管中,它的主振频率是  $\nu_m$ 。由于,电子团在放电管中被电场加速,阻力随速度增大而增大,因此,在加速过程中大部份电子团结合在主能级上,有固有振动频率  $\nu_n = \nu_1, \nu_2, \nu_3, \dots$ 。少部份电子团结合在付能级上,有付量子数  $n + \alpha (0 < \alpha < 1)$  和固有振动频率  $\nu_{n+\alpha}$ 。

当放电管中的原子未被电离时,如果有  $\nu_m > \nu_n$ 。在主振频率  $\nu_m$  与谐振频率  $\nu_n$  的谐振中,只有固有振动频率等于差频  $\nu_m - \nu_n$  的电子团在其共振中破坏,分散成光量子群的辐射,构成线光谱。为什么在并合原则中没有  $\nu_m$  和  $\nu_m + \nu_n$  频率的光辐射呢?道理很简单,因为还没有出现这么大能量的电子团。为什么也没有  $|\nu_n \pm \nu_n'|$  或是  $\nu_m - \nu_{n+\alpha}$  频率的辐射呢?因为,这些弱谱线只能成为强线状光谱的黑暗背景。所

以，在非电离原子光谱的并合原则中，被观察到的只是  $\nu_m - \nu_n$  的差频光谱线。据公式 (2) 用统一的时间尺度来量度，有

$$\omega_n = d\theta/dt = n^2 h / \mu \pi a_n^2 \quad (6)$$

将式(4)中的双电子半径  $a_n$  代入式(6)中，有

$$\omega_n = 4\pi^3 \mu e^4 / n^2 h^3 \quad (7)$$

$$\omega_n = 2\pi\nu_n$$

因为，在电子团中各单电子是在平衡位置上作简谐振动，它们的角频率在  $0 \rightarrow \omega$  之间变化，应取平均值  $\omega_n = \omega/2$ ，所以，有

$$\nu_n = \mu e^4 / 4\pi n^2 \hbar^3 \quad (8)$$

我确信，对所有的旋涡体的圆振动都有里德伯常数和量子数  $n$ ，将差频光谱写成巴尔末公式的形式：

$$\nu_{m-n} = (\mu e^4 / 4\pi \hbar^3) (1/m^2 - 1/n^2) \quad (9)$$

当  $\nu_m > \nu_n$ ，在电子团各主能级上有  $\nu_n' = \nu_m - \nu_n$  时， $m$  和  $n$  取正整数； $\nu_n$  不在主能级上时，有  $n + \alpha$ 。  $\nu_m$  在  $\nu_n$  之间时，则可能在并合原则中出现  $\nu_m + \nu_n$ 、 $|\nu_n - \nu_m|$  或  $\nu_m$  的线光谱。

依据光量子模型，用完全不同的分析和推导方法所引导的结论这是玻尔理论必然的结果。由此看来，光量子不是从原子内部被发射的，但是，共振辐射却与原子的性质密切相关。

十分有趣地注意到，在太阳系中，火星和木星（地轨外

行星)公转周期之比为  $H = 1/6.3$ 。而分布在火星和木星公转轨道之间的小行星大约有 50 万颗, 在小行星带上, 小行星分布出现缝隙——小行星环缝。在环缝中小行星寥寥, 由于共振效应, 环缝位置恰为小行星公转周期和木星周期所构成简单整数比, 例如, 有:

$$1/1, 1/2, 3/7, 2/5, 3/8, 1/3, 1/4, 2/9, \dots$$

当以火星的波数计量, 对应各环缝的波数比有

$$1/6.3, 1/12.6, 1/14.7, 1/15.8, 1/16.8, 1/18.9, \\ 1/25.2, 1/28.4, \dots$$

以及在相邻环缝上取几何平均波数

$$\sqrt{(1/6.3) \cdot (1/12.6)} = 1/8.9 \cong 1/3^2$$

$$\sqrt{(1/15.8) \cdot (1/16.8)} = 1/16.2 \cong 1/4^2$$

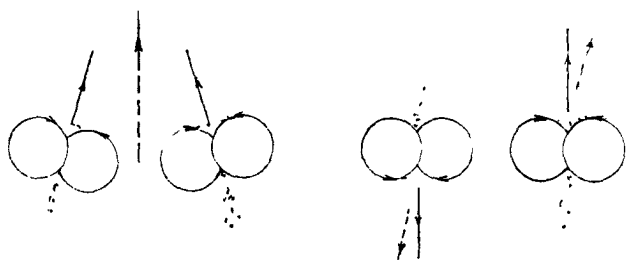
$$\sqrt{(1/25.2) \cdot (1/28.4)} = 1/26.7 \cong 1/5^2$$

用几何平均值波数描述相邻环缝间的波数合成与光量子的能级分布如此相似是偶然的巧合吗? 几何平均值究竟有什么意义? 值得深思!

## (五) 粒子的干涉与波的内部结构

任何两个具有相同速度、相同外形的“软粒子”, 在小角度的“完全对称软侧向碰撞”中, 都表现为“软粒子”最

原始的干涉形式。



(图五)

例如，在（图五）中，两个沿同方向、在  $E$  平面上，以小夹角相遇的两个光子，因为互相靠近电子的自旋相反，互相吸引，在“完全对称软侧向碰撞”后，两个光子沿其速度矢量夹角平分线方向运动。例如，两个向反方向运动的光子在  $E$  平面上相遇时，互相靠近的电子自旋相同，互相排斥而分离。其他各种偏振的、对称的或不对称的“软”碰撞形式读者可自己研究。

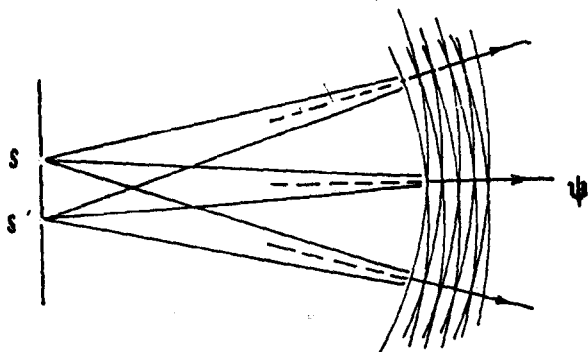
光子就是这样一种“左”和“右”的奇异偏振的软粒子，由于偏振的对称或不对称而发生干涉或系统偏振化，在苏联瓦维洛夫设计的许多光学实验中，表明光的偏振是光学过程的基本现象之一。

任何在空间按一定密度分布的“单色软粒子群”都能发生软粒子波的干涉现象。例如，电子团、原子、分子的衍射。

光波就是由光子组成的软粒子波。在光源附近就已经发生干涉所形成的光线上，包含了许多长程无序的“线波”

包”，在每一个“线波包”中是由光源在一次辐射中、经过干涉而聚集的光量子，在“线波包”内，前、后两组光量子之间距离为 $m\lambda$  ( $m$ 为正整数， $\lambda$ 为波长)。

在一次辐射所分开的两条光线，当“线波包”之间的光程差小于“线波包”本身长度时，在一定的干涉孔径条件下，它们之间能够发生干涉。



(图六)

(图六) 给定的初始条件下，从相干光源 $S$ 与 $S'$ 毫无规律向任意方向辐射的光量子，它们只能在与 $S'$ 或 $S$ 两个理论波阵面上，光程差 $\Delta L = m \cdot \lambda$ 各点相遇，相遇后的两组光量子在干涉中沿其速度矢量夹角平分线 $\psi$ 方向运动，这个方向就是干涉后光线传播的方向。

因此，光波的干涉不是充满在整个空间粒子毫无规则的弹性碰撞，而是以波包中的光量子相遇的软侧向碰撞而发生的。光量子在光线方向的集中，表现为光波能量在干涉过程中的重新分布。

所有的实验都表明了光是一种粒子现象，而一切“单色软粒子群”都表现为粒子的波的本性。

## （六 德布罗意波与“测不准关系式”

一个电子可以表示成  $P = h/\lambda$  的波，这究竟是一个电子的性质还是大量电子集合体的性质呢？已经指出，一个电子团不能发生衍射，衍射至少是由两个以上电子团的软侧向对称碰撞而发生的。

那么，如何描述电子团群体通过电子枪之后在空间传播的特征呢？比如，计算平均 1 秒钟内有 100 个粒子入射到衍射体，是否在每 0.01 秒就有一个入射粒子呢？然而，这样一个、一个绝对均匀入射发生衍射的想法与常识不符。事实上，通过电子枪阴极小孔的电子团，可能是在某一时刻入射到衍射体上的是包含了几个粒子以上的“波包”，在以后很长时间内却一个也没有，正是这样类似光波长程无序、短程有序的性质，才构成了电子团群体在时间中衍射的基本特征。

光子被物质吸收过程是以在重核附近光量子的干涉而复合成电子团的，同时，也只有当光子在吸收体内的速度  $V \ll c$  时，这种复合过程才能实现。当光量子的能量大于 12400 电子伏时才有它速度的上限  $V \cong c$ ，所以有光子在吸收体内的动能（内能）表达式

$$E = 2\mu V^2/2 = \mu V^2 \quad (10)$$

另一方面，在所有和光辐射有关的能量交换过程（电

场、黑体辐射和吸收……)，与观测过程相关的或交换能量状态达到平衡所经历的时间都各不相同，例如，电位差  $U$  或在放电管中被加速的电子团速度愈大，经过固定空间间隔所需要的时间也愈小，原则上都有  $\delta$  等于

$$f(ndt)\delta = HR_{\infty}(1/m^2 - 1/n^2) \quad (11)$$

$R_{\infty}$  是里德伯常数， $H$  是待定系数， $f_n(dt)\delta$  代表电压、温度、平均速度……所以，以不同时间尺度  $ndt$  计量的能量交换过程中，仍然有

$$eU = h\nu_n = \mu V^2/2$$

$$h\nu_n = \mu V^2/2 \quad (12)$$

我们看到，无论是光的辐射或吸收过程都是以能量的最大值  $1/2$  平均值进行交换的。这使我感到，对非线性过程，平均值具有原则的理论意义。如果我们研究在加速电场处于极限速度  $V$  电子团的运动，在无共振辐射能量交换时，应取频率的最大值  $\nu$  有  $2\nu_n = \nu$  将能量(内能)方程写成对  $\nu$  的表达式：

$$h\nu = \mu V^2$$

$$h = P V/\nu \quad h = P \lambda \quad (13)$$

式(13)是德布罗意关于粒子的波的假设。如果将式(12)写成

$$2h = P \lambda_n \quad (14)$$

用式(14)和(13)等号两边分别相减，认为动量  $P$  不变时有

$$P \Delta \lambda = h \quad (15)$$

认为波长  $\lambda$  不变时，有

$$\Delta P \lambda = h \quad (16)$$

式(15)和式(16)是“测不准关系式”。

## (七) 运动媒质光学

古典的光学实验——斐索实验、迈克尔逊实验、光行差实验等等，给出了如下不可调和的结果：当发生光学现象的体系有了相对运动时，无论我们是假定光波完全被运动体系带走，或者部分被带走，以及完全不被带走，都与上述某些实验发生矛盾。当初的运动媒质光学（电动力学），就是根据赫兹的

“以太漂移说”或洛伦兹的“以太静止说”建立起来的。

1905年爱因斯坦在“论运动物体的电动力学”的论文中，以

“相对性原理”和“光速不变原理”创立了狭义相对论，从特殊的“洛伦兹变换”出发给出了不同于牛顿力学的时空观念。

近一个世纪来，虽然大量的实验已经证明了相对论已成为数学形式主义在通常解决问题的形式中最好的理论，但是，相对论所导引的结论却把科学引向了神秘化，光的量子论还只是量子事实与数学概念的机械结合。因此，在建立新的物理学逻辑基础上，清除那些与物质世界毫不相干的神秘化的观念是十分必要的。

( 1 ) 斐索实验, 迈克尔逊实验, 光行差实验

斐索实验是一个典型的部份漂移实验。把光量子比拟成一个自己推进的小火箭, 当它从地球进入以速度  $V$  流动的水中要被部份漂移, 进入装满流动水的光量子的平均速度应与流水管长  $L$  有关, 原则上漂移系数等于

$$\xi = 1 - (1/n^m) \quad ( 17 )$$

当流水管长  $L \rightarrow 0$  时,  $m \rightarrow 0$ ,  $\xi \rightarrow 0$ ;  $L \rightarrow \infty$  时,  $m \rightarrow \infty$ ,  $\xi \rightarrow 1$ 。然而, 在实验允许条件下流水管长  $L$  不能是趋于零, 不能是无限大, 在  $L$  为有限值时, 漂移系数等于

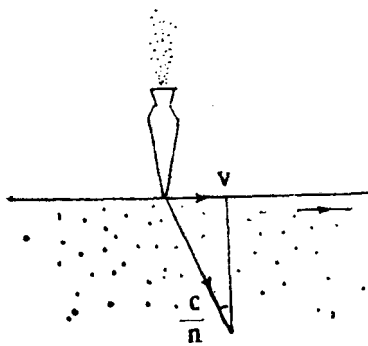
$$\xi \cong 1 - (1/n^2) \quad ( 18 )$$

这是斐涅尔给出的结果。

然而, 在类似迈克尔逊实验以及克托马歇克的实验中, 没有发现因地球的运动而发生对光量子的漂移效应。上述矛盾的结果表明我们看问题的方法不对, 正象我们观测不到在地球上发射的小火箭被地球漂移一样, 光量子完全被地球带走。即使在克托马歇克实验中用的是地球外光源, 光量子进入地球大气层之后不长的路程上也早已被地球完全带走, 所以, 也观察不到光的漂移效应。只有在斐索实验中、在局部的时空范围, 光量子的部分漂移才能明显地观察到。

一枚小火箭, 当它从一种媒质垂直入射到另一种在界面上横向相对运动的媒质 (图七), 应该有

$$\alpha \cong \sin \alpha \cong V/(c/n) \quad ( 19 )$$



(图七)

即小火箭运动的偏斜角等于  $\alpha$ 。事实上，光子就类似一枚小火箭。因为，光子不是一个球形对称粒子，所以，在这种横向漂移中，光子的“伍莫夫、玻印亭”矢量发生  $\alpha$  的光行差角偏斜。

## ( 2 ) 光波的多普勒效应和双星实验

光波是粒子波，所以，光的多普勒效应是由光波进入观测仪器时的波长和瞬时速度两个互相制约的因素决定的。一方面，相对惯性系以速度  $V$  运动的光源，因电子团处于不同的被压缩状态，所以，有不同的  $\nu$  频率光辐射，这属于“定态多普勒效应”。

当运动光源距离观测仪器很远时，即不考虑光量子的“本征光速”和“惯性光速”在局部空间以矢量相加时，由于，在媒质中的光波的波长因光源运动相应被“压缩”或“拉伸”运动光源光波长  $\lambda_V$ （在波包内，不同波长的光子都有与  $\lambda_V$  对应的能级）有

$$\lambda_V = \lambda_0 [1 - (nV \cos \Psi / c)] \quad (20)$$

将波长换成频率

$$\nu_V = \nu_0 / [1 - (nV \cos \Psi / c)] \quad (21)$$

公式(21)是经典理论给出的一阶多普勒效应公式。

当运动光源离观察者的仪器很近时,由于光量子的“本征光速”与其“惯性光速”以矢量相加,即有合成瞬时光速  $\vec{\mu}$

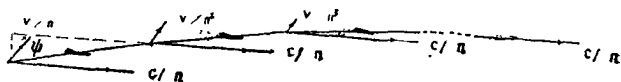
$$\vec{\mu} = \vec{C} / n + \vec{V} / n^m \quad (22)$$

式(22)中  $n$  是光的相对折射率。 $V/n^m$  是在时间中衰减的“惯性光速”,取  $m=1, 2, 3, \dots$  整数来研究时,有合成光速  $\vec{\mu}$  (图八)。

$$\mu = \sqrt{(c/n + V \cos \Psi / n^m)^2 + (V \sin \Psi / n^m)^2} \quad (23)$$

当  $\Psi = 0$  或  $\pi$  时

$$\mu = C/n \pm V/n^m \quad (24)$$



(图八)

$\Psi < \pi/2$  时  $\sin \Psi, \cos \Psi$  为正;  $\Psi > \pi/2$  时  $\sin \Psi$  为正,  $\cos \Psi$  为负。将式(20)写成

$$\lambda_V = \lambda_0 [1 - nV(1 - n^{-m}) \cos \Psi / c] \quad (25)$$

因为

$$v_r/v_0 = \lambda_0 n \vec{\mu} / \lambda_r c \quad (26)$$

将式(25)和式(26)整理后有

$$v_r = \frac{v_0 n \sqrt{(c/n + V \cos \Psi / n^m)^2 + (V \sin \Psi / n^m)^2}}{c - nV(1 - n^{-m}) \cos \Psi} \quad (27)$$

式(27)是给出的当观察仪器相对惯性系静止,光源相对惯性系以速度  $V$  运动时,在普遍情形下的  $m$  阶多普勒效应公式。

当  $m \rightarrow \infty$  时,式(27)变成式(21)。在局部空间范围  $n \cong 1$ ,  $m \rightarrow 0$  时,合成光矢量  $\mu \perp V$ ,有

$$\begin{aligned} \mu &= \sqrt{c^2 - V^2} \text{ 和 } \Psi \cong (\pi/2) + \alpha \\ \beta &= V/c \quad (\alpha \text{ 是光行差角}) \\ v_r &= v_0 \sqrt{1 - \beta^2} \end{aligned} \quad (28)$$

式(28)是给出的横向多普勒效应公式。在斯塔克等人所作氢极隧射线的实验中观察到的横向谱线位移,被认为是狭义相对论公式(28)最好的证明。

应该指出,在光的多普勒效应中惯性系是不能被观察仪器与运动光源的相对运动任意代替的。因此,当光源相对惯性系静止,而观察仪器相对惯性系运动时,光的多普勒效应公式应该有

$$v_r = \frac{v_0 n \sqrt{(c/n + V \cos \Psi)^2 + V^2 \sin^2 \Psi}}{c - nV \cos \Psi} \quad (29)$$