

超光速问题与电磁波异常传播

黄志洵

(北京广播学院, 北京 100024)

[摘要] 讨论了超光速研究的历史背景和在狭义相对论框架内进行工作的可能性; 指出已有的实验(用单光子、激光脉冲和微波)在量子隧穿过程中呈现出的超光速行为, 是在特定物理条件下才有的。认为经典电报员方程与 Klein-Gordon 方程的相似, 使得前者可用于粒子隧穿和超光速现象的研究。讨论了不久前发表的王力军博士的超光速实验, 展望了超光速研究的未来。

[关键词] 超光速; 微波异常传播; 快子; 量子隧道过程; 消失模; 负群速

在科学史上, 只有两个人曾赋予光速 c 以特殊的物理意义。一个是 J.C. Maxwell, 他在 1865 年发现电磁波的速度与光速测量值相同, 因而判定光是电磁波的一种。另一个是 A. Einstein, 他在 1905 年的论文中提出“光速不变性”的公设(光在真空中相对于一切惯性系均以同样的速度即光速 c 传播); 又提出光速不可超越的原理, 作为 Lorentz - Einstein 质量公式的一个推论。

西方人对光速的测量则有 300 多年历史。最先是丹麦人 O. Roemer 根据木卫一观测确定光速 c (1676 年); 虽然其误差达 30%, 但却是历史上第一个光速测量数据。当代的最精确的光速测量数据是美国标准局 (NBS) 于 1972 年得出的, 精度高达 6×10^{-10} 。据此, 国际计量局在 1983 年将 $c = 299\,792\,458$ m/s 规定为指定值(常数), 而 1 m 被定义为“平面电磁波在真空中于 $1/299\,792\,458$ s 内所走过的距离”。1983 年以后, 国际上已不再测量真空中光速 c 。20 世纪 90 年代, 一些西方国家(如美、英、德、奥、意)的科学家进行了关于超光速 (FTL) 的理论与实验研究。

从 1676 年到 2000 年的 324 年历程中, 光速测量方法提出了 20 多种, 正式的测量结果有数十个。关于超光速的实验, 笔者已搜集到的工作有 9 个,

其中提出了 FTL 数据的实验有 5 个。与此相对照的是, 迄今为止似乎没有一个关于真空中的光速 c 的数据是由一位中国人或一个中国研究机构提出来的。至于通过专门设计以研究超光速现象的可能性和规律的实验, 国内尚无人进行过。

20 世纪 90 年代, 超光速研究在欧美国家, 至少有 8 个实验宣称发现了超光速现象。有关的国际会议已开过两次 (1995 年和 1998 年), 而今年 10 月的国际会议将在意大利召开。我国科学界也开始重视, 继 1999 年由科学出版社推出笔者所写《超光速研究》^[1]一书后, 今年 5 月 19 日至 21 日在北京召开了“现代电磁理论、量子理论与超光速问题研讨会”。今年 6 月初, 美国 Princeton - NEC 研究所的王力军等人进行了以 $300c$ 速度传送激光脉冲实验的消息传到国内, 更引起了人们的兴趣。

1 Feinberg 快子理论

1905 年, A. Einstein 在其著名论文“论动体的电动力学”中说: “超光速没有存在的可能”^[2]。但在 20 世纪 60 年代, 一些物理学家提出, 超光速粒子是可能存在的, 这并不与狭义相对论冲突; 认为反对的意见即使在相对论性的框架内也欠缺足够的说服力。1967 年, G. Feinberg 发表“超光速粒

子的可能性”论文^[3]，给出了无相互作用、无自旋的超光速粒子的量子场理论，认为该粒子是 Lorentz 不变性的 Fermi 子，可满足相对论要求。文章认为真空中光速 c 被认为是一种极限并不错，问题是要从两边（低于光速和高于光速）来看待这种极限。就是说，一方面从低速把粒子加速到 c 是不可能的，因要求无限大能量；但超光速粒子的速度亦不可能低于 c ，它的极高的速度并不是靠由低速加速而获得的，而是本来就有的。Feinberg 的文章是 20 世纪后半期内出现的第一篇具有高度分析性和理论性的 FTL 论文，文中他建议用 tachyon 作为“快子”的新词。其次，他指出超光速粒子的物理状态对应负能量的存在。他是最早指出这个关键点的人。1998 年岁末时，美国物理学家 C. Olum 指出，现有的正物质（普通物质）会使光速变慢，故为了获得超光速需要负物质区域，即负能量区域。这一论断比 Feinberg 晚 21 年。

如所周知，物质（或粒子）的运动质量遵循 Lorentz - Einstein 关系式：

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - V^2/c^2}} \quad (1)$$

式中 m_0 是物质（或粒子）的静质量， V 是运动速度。按照 Einstein 理论，能量 $E = mc^2$ ，故有

$$E = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - V^2/c^2}} \quad (2)$$

而动量 $p = mV$ ，故有

$$p = \frac{m_0 V}{\sqrt{1 - V^2/c^2}} \quad (3)$$

如 V 从小增加到 c ， E 、 p 均为无限大，这是不可能的。如 $V > c$ ，显然 E 、 p 均为虚数。Feinberg 假定粒子静质量为虚数：

$$m_0 = j\mu \quad (4)$$

μ 为大于零的实数；则有：

$$E = \frac{\mu c^2}{\sqrt{V^2/c^2 - 1}} \quad (5)$$

$$p = \frac{\mu V}{\sqrt{V^2/c^2 - 1}} \quad (6)$$

$$\frac{p}{E} = \frac{V}{c^2} \quad (7)$$

这些是在 Einstein 理论框架内的快子状态的方程式。由 (5) 式可知， V 越大则 E 越小；表示粒子失去能量时将加速，这正是 A. Sommerfeld 在 1904 年曾对超光速粒子作出的预言。

又是负能量，又是虚质量，二者有无矛盾？！Feinberg 没有说。笔者认为，二者不是一回事。前者是预期光子通过负物质区域可能成为超光速粒子；直接的证实虽没有，但在 20 世纪末美国 Los Alamos 实验室已报告检测到负能量（10~15J），终于有了具体的物理内容。后者是说如果超光速粒子具有虚数的静质量则理论上与相对论相容，但还没有报道说“发现了虚质量的物质”。两个方面的论述均可促进人们的思考。

根据狭义相对论的第二公设，即光速不变原理，则不会有光子的静止系，光子的静质量必为零；既然光子的速度 $V = c$ ，故现在有 $m = 0/0$ 的关系，从数学上讲是不定式，可以是任意值。可见， $L - E$ 公式是不能用来表示光子的质量（运动质量）的。引用 Planck 的量子概念（每个量子的能量为 hf ），以及 Einstein 质能关系式 $E = mc^2$ （1905 年提出），光子动质量可由下式计算：

$$m = \frac{hf}{c^2} \quad (8)$$

式中 h 是 Planck 常数；对于不同频率的光量子，具有不同的动质量。

因此，怎样确定光子动质量的问题是解决了。但是，科学家们对于光子静质量究竟是不是零，仍然放心不下，有关的研究一直不断，即假定 $m_0 \neq 0$ ，测量光子静质量上限。1924 年发现的 Compton - 吴有训效应，证明光子不仅有能量，而且有动量，和电子一样是球形实体。这给了寻找 m_0 值的研究以新的动力。1998 年多国科学家聚集于日本进行研究，已证实以光速运行的中微子具有静质量；故关于光子静质量的问题在 21 世纪开始时似乎仍旧是一个使科学家们挂念的问题。

在张元仲的《狭义相对论实验基础》中，专门有一章介绍关于“光子静质量上限”的测量^[4]。该书表 6.2 介绍了 1936~1975 年间的 19 个测量事例，其中最大的值为 $m_0 = 8 \times 10^{-40}$ g，最小的值为 $m_0 = 4 \times 10^{-59}$ g；可见，光子静质量即便不是零，也是很小的值。但这个 m_0 肯定是实数。

回过头来看 $L - E$ 公式，并由此讨论超光速问题。狭义相对论认为 $V > c$ 是不可能的，这一论断既涵盖了实物粒子和光子，又包括任何实在的物质（物体）。如果 $V > c$ ， $L - E$ 公式分母为虚数；这时只有取 $m_0 = j\mu$ （Feinberg 理论）， m 才能为实数，才与 Compton - 吴有训效应相符。

可见,如果实验物理学家们如能肯定光子和中微子一样静质量不为零 ($m_0 \neq 0$),那么 Feinberg 的假说即失去了存在的基础。问题在于,即使 $m_0 \neq 0$,相对论的论断(“超光速不可能”)仍然不变。因此,对光子静质量问题的研究虽然重要,却不是讨论 FTL 问题的关键。

回过头来看 Feinberg 的快子理论;经典理论中的波方程可写作:

$$(\nabla^2 - \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \lambda^2)\Phi = 0$$

Φ 是波函数; Feinberg 定义快子波函数为:

$$\Psi(z) = \int \Phi_{+k}(z) f(k) d^3k \quad (|k| \geq \lambda) \quad (9)$$

据此展开了深入的数学分析;他在附录中讨论了不同的 Lorentz 框架中快子的辐射与吸收;快子产生的因果异常;复数快子场 (complex tachyon fields); 以及其他问题。

2 关于电磁波速度理论的讨论

1865年, J.C. Maxwell 发表了著名论文“电磁场的动力学理论”。文中以 20 个标量方程的形式写出了电磁场方程,后来被人们整理为 4 个偏微分方程,即著名的 Maxwell 方程组。此外,就磁感应强度 B 写出了波方程。又提出了“光是一种按电磁规律通过场传播的电磁扰动”的观点。值得注意的是,最后一点是参照当时已有的光速测量数据而得出的科学结论,是理论研究与实验(测量)相结合的成功范例。关于光速的第一个测量值是丹麦人 O. Roemer 于 1676 年提出的,使用对木卫一的观测方法,他得到 $c = 214\,000$ km/s, 系统误差(与真实值比较)高达 30%。但是, 1728 年 J. Bradley 用星体光行差法得到 $c = 301\,000$ km/s (误差 0.4%); 1849 年 A.H.L. Fizeau 用旋齿法得到 $c = 313\,000$ km/s (误差 4.4%); 1862 年 J.B.L. Foucault 用旋镜法得到 $c = 298\,000$ km/s (误差 0.6%)。这些数据均被 Maxwell 获悉并注意;而他自己的理论计算表明,电磁波速度与上述数据接近。故 Maxwell 由此得出结论说,在自由空间中电磁波的相速

$$V_p = c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \cong 3 \times 10^8 \text{ km/s} \quad (10)$$

就是光在自由空间(真空)中的传播速度。由此,确立了光与电磁波的同性的一个重要学说。

单色平面波可表示为

$$E(\mathbf{r}, t) = E_0 e^{j(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)}$$

式中角频率 ω 和波矢 \mathbf{k} 通过色散方程 $\omega = \omega(\mathbf{k})$ 相联系。由 $\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t = \text{常数}$ 所定义的等相面的传播速度是相速,其矢量写法为

$$\mathbf{V}_p = \frac{\omega}{k^2} \mathbf{k} \quad (11)$$

但实际上的波均为时间(或空间)有界的,即波包(wave packet),它可根据 Fourier 积分写作一群单色波的迭加:

$$E(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int_{-\infty}^{\infty} E(\mathbf{k}) e^{j(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)} d^3k$$

波包的峰值以群速传播,其矢量写法为

$$\mathbf{V}_g = \left. \frac{d\omega}{d\mathbf{k}} \right|_{\mathbf{k}_0} \quad (12)$$

尽管群速不等同于能速 (V_c)、信号速 (V_s),但有时候它就是能速或信号速。因而,在 FTL 研究中如认为“群速超光速可不予重视”是不妥的。

我们知道, Poynting 矢的平均值是单位时间内流过单位面积的电磁能量的平均值。设能速为 V_c , 则有

$$V_c = \frac{P_0}{W_0} \quad (13)$$

P_0 是平均功率流密度, W_0 是沿传播方向上单位长度的贮能。对非色散媒质(介电常数 ϵ 、导磁率 μ) 有:

$$V_c = V_p = V_g = \frac{1}{\sqrt{\epsilon\mu}} \quad (14a)$$

对真空 (ϵ_0 、 μ_0) 而言,有

$$V_c = V_p = V_g = c \quad (14b)$$

可见,如果简单地、笼统地说相速与能量传输速度无关(或相速不代表能量传输速度)就容易引起误解。在电磁场理论中,自由空间电偶极子辐射场中电磁波的一个特征就是能速等于相速。有耗媒质中的能速亦等于相速。

对色散媒质,很复杂;远离吸收带时可证明

$$\bar{V}_c = V_g \quad (15)$$

即平均能速与群速相等,在吸收带内则无此关系。

欧美国家的研究者,有的人是明确说明自己测得的是相速超光速或群速超光速,并提供了许多数据。那么,这些是否根本没有意义而不必置理?! 回答是否定的。这是因为在电磁波理论中,相速、群速有时与能量传播速度一致,有时就不一致。因而,在分析研究国外所报导的 FTL 测量数据时,必须区分两种情况:有意义的(切合本题有讨论价

值的)超光速实验及数据和无意义的(虽然大于 c 但却不代表能速的)超光速实验及数据。

最重要的是信号速度。J.A.Stratton^[5]早就指出,确切地定义信号速度是困难的,故有随意性。这里的叙述是遵循 A.Sommerfeld 和 L.Brillouin 的研究方法^[6,7]。研究信号速度,离不开信号建立的过程。故必然是研究瞬态信号,而非稳态信号。实际上,不可能有真正的单色波(在时域从 $-\infty$ 到 $+\infty$),而是由阶跃信号调制的已调波。由此可知,信号速度必定与宽频带相联系。而且,既然相速、群速都是按稳态信号来定义的,它们与信号速度也就没有关系。对信号速度的研究方法,应是讨论一个本来没有电磁波的媒质里讨论信号的建立过程。信号可定义为,能向观察者传送有用信息的时间函数。例如, $t=0$ 时的阶跃函数是信号,它提供的有用信息是“一个波开始建立”。但远处收到的稳态波形一旦完成,就不再有信息传送。设在 $z=0$ 处,当 $t=0$ 时突然出现一个正弦电磁波(角频率 ω),从时域看,当 $t < z/c$ 时 z 处没有任何东西,当 $t = z/c$,即有了波前(也叫波头、波阵);故波前速度(front velocity)就是 c !虽然也有一种说法是,波前速度 V_f 是 $\omega \rightarrow \infty$ 时的相速:

$$V_f = \lim_{\omega \rightarrow \infty} V_p = \lim_{\omega \rightarrow \infty} \frac{\omega}{\beta} \quad (16)$$

如 β 与 ω 成正比 (V_p 与 ω 无关), $V_f = V_p$, 非色散媒质即此种情况。对于色散媒质, $V_f \neq V_p$; 事实上,当 $\omega \rightarrow \infty$ 时, $V_f = c$ 。

总之,信号以足够大的振幅到达的早晚,就体现出信号速度 V_s 的大小。有趣的是,在信号振幅逐步增长过程中,有一段是以 V_g 向 z 正向传送的。结论是,正常色散媒质有 $V_s = V_g$, 对反常色散媒质 $V_s \neq V_g$ 。

图 1 显示相速、群速、能速、信号速与 ω 的关系,叫 Brillouin 图^[8]。对图中与 ω_0 相邻近的频区,即 $\omega_2 \sim \omega_3$ 区,应该特别注意;因这是反常色散区。19 世纪时 Rayleigh 早就证明,相速与群速有下述关系:

$$V_g = V_p - \lambda \frac{dV_p}{d\lambda} \quad (17)$$

式中 λ 是波长;显然,对非色散媒质上式右端第二项为零,群速等于相速。对于色散媒质, $V_g \neq V_p$; 正常色散 $dV_p/d\lambda > 0$, $V_g < V_p$; 反常色散 $dV_p/d\lambda < 0$, $V_g > V_p$ 。显然,后一情况可能导致

群速高于光速。由图 1 可见,在反常色散区 ($\omega_2 \sim \omega_3$) 不仅有 $V_g > c$ 的情况,还有 $V_g < 0$ 的情况。

在一些光学实验中更喜欢用折射率 n ; 定义 $n(f) = c/V_p$, $n_g = c/V_g$, 则由 (17) 式在使用二项式定理后可证明

$$n_g \cong n(f) + f \frac{dn(f)}{df} \quad (18)$$

这里 f 是光频, n_g 称为群速指数。上式在后面介绍王力军的超光速实验时将要用到。当 $f dn/df$ 为负,出现反常色散区,可能造成 $n_g < 0$; 而群速为

$$V_g = \frac{c}{n_g} \quad (19)$$

故这时群速为负值。

3 超光速研究的历史和现状

20 世纪 60 年代曾掀起以实验寻找快子的热潮^[9]。结果是失败的,即未发现其踪迹。1970~1974 年间,科学家们以实验研究了基本粒子反应和宇宙射线、大气簇射等方面,没有发现快子。

在 80 年代,关于超光速的实验研究归于沉寂。从 90 年代初起,不断组织了以量子隧道效应为基础的光子隧穿实验,其中以美国 Berkeley 加州大学的 R.Chiao 小组和奥地利维也纳大学的 F.Krausz 小组的工作最为著名。在他们的实验中,光子以飞秒(fs,即 10^{-15} s)级时间穿过厚为微米级的距离。具体讲,1991 年, R.Chiao 等,建议用双光子源同时发送一对光子,让两个光子赛跑(其中一个要穿过位垒),看谁先到终点。1993 年 A.M. Steinberg、P.G.Kwait 和 R.Y.Chiao 发表“单个光子隧穿时间测量”一文^[10],报告了实验结果,通过位垒时的光子隧穿速度 $V = (1.7 \pm 0.2)c$; 这就是著名的“SKC 光子赛跑 FTL 实验”。1994 年, Spielman、Szipocs、Stingl 和 Krausz 报告了使用极短(12fs)的激光脉冲所作的光束赛跑实验^[11],也得到超光速结果,证实了 SKC 实验结论;并发现位垒厚度增加时隧穿时间增加,最终达到饱和后隧穿时间与位垒厚度无关。

电子学家则是以意外的方式介入了超光速研究。1977 年,黄志洵给出了对圆波导(内径 25 mm)内电磁波相速 V_p 的计算结果(截止频域)^[12]: TE_{11} 模低频时相速小于光速,频率高时相速大于光速; TM_{01} 模在整个截止频域相速总高于光速 ($V_p > c$)。考虑到早在 1940 年 F.Borgnis 即

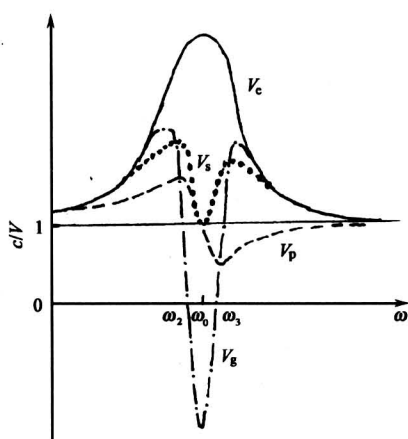


图1 波传播的 Brillouin 图

Fig.1 Brillouin's diagram of wave propagation

证明了波导中能速与群速相等 ($V_e = V_g$)，相速不代表能量速度，上述计算结果未予重视。1991年，黄志洵指出，理想导电壁波导在截止点上 ($f = f_c$)，相速为无限大，群速为零；但实际的波导总有损耗，故在截止点上相速为有限值 ($V_p = 3c \sim 5c$)，而群速不为零^[13]。至于截止频域，文献^[13]认为截止波导内相速非常高的原因是相位常数非常小；至于群速，其定义只适用于波导中的非衰减波 (衰减常数 $\alpha = 0$ 的波，实际中不存在)，或无色散波。波导的传输频域，若传输距离短，色散影响可忽略，可用群速概念；远程通信波导就未必能用。截止波导色散严重，群速概念似不适用。既然在有吸收时群速不代表能量速度，可用“平均能速”概念以代替群速^[13]。

然而，G.C.Giakos 和 T.K.Ishii 在 1991 年初发表两篇文章，提出了与传统上不同的观点，提出应重新审视相速的意义。第一篇文章为“开放空间的微波异常传播”^[14]，实验是在 X 频段产生 8.245GHz 的微波，受脉冲发生器调制，产生前沿 22 ns、宽度 50 ns、频率 147 kpps 的微波脉冲，经铁氧体隔离器送到角锥喇叭天线 (口面 $7.1 \times 9.5 \text{ cm}^2$) 发送到空间。接收喇叭安放位置符合远场条件，与发送喇叭最小距离为 71.5 cm 及 42.7 cm。通过测渡越时间，两种距离上均发现在一定条件下相速 $V_p > c$ ；并认为与已调制微波脉冲相应的能量可以大于 c 的相速传播；第二篇文章题为“波导中以相速进行的能量传输”^[15]，实验仍用上述微波脉冲，但在 WR90 波导中传输，在距离 1.658 m

处用检波器接收；结果认为与脉冲前沿相关联的部分能量是以超过光速的相速 ($V_p > c$) 传播。两篇文章提出了“微波异常传播” (anomalous microwave propagation) 的概念，是有意义的；此外还启发后人在波导系统上做实验。值得注意的是，两种实验都使用了 HP1415A 时域反射计。

前述 SKC 实验也引起了电子学家的注意。虽然微波的波长远大于光波的波长，但如把位垒厚度增加同样倍数，显然也可在微波实施类似的“光子赛跑”实验。因此，用什么构成位垒 (势垒) 也就成了关键的问题。1985 年，黄志洵在其论文“波导截止现象的量子类比”中指出，作为微波传输线的波导在频域有截止现象虽早已尽人皆知，但可用量子隧道效应来描述波导^[16]。波导中的 Maxwell 电磁波与量子现象中的 Schrödinger 几率波二者虽不同，但都可以用传输线模拟，在一定条件下有外形相似的等效电路。这一创造性思想实际上表明，截止波导可在科学实验中当位垒 (势垒) 而使用。1992 年，T.Martin 和 R.Landauer 的“消失波电磁波的时延及其对粒子隧穿的模拟”一文讲到，描写电磁波传播的 Helmholtz 方程相似于描写量子隧道效应的 Schrödinger 方程，故一维量子隧道效应相当于截止波导中的消失波传播^[17]。但这些观点在 7 年前的黄志洵文章^[16]中都有。

1992 年，A.Enders 和 G.Nimtz 用 WR140 型矩形波导做隧穿实验^[18]。微波脉冲中心载频 $f = 8.7 \text{ GHz}$ ，而波导截止频率 $f_c = 9.49 \text{ GHz}$ ，故该波导处于截止下的消失模状态。截止波导长度 $L = 0.1 \text{ m}$ ，它与光速的比值 (L/c) 为 333 ps ，而隧穿时间小于该值，故认为测量证明了超光速存在。查阅原文，^[17] 未提及 $4.7c$ 这个数据，估计是后来的实验结果，并在 1995 年美国 Snowbird 市召开的国际会议上宣布。1993 年，A.Ranfagni 等测量了微波在短距离上传播时的脉冲时延。当发送喇叭天线与接收喇叭天线面对面时，时延与预期的光速 c 对应；如把接收喇叭移动或倾斜，时延减小表现出超光速行为；而该现象在增大距离时消失^[19]。1996 年，A.Ranfagni 和 D.Mugnai 发表了“微波传播中的反常脉冲延时——超光速行为的一种情况”的论文^[20]，报道了仿照 GI 实验 (波导) 的实测情况。X 频段的微波源被 PIN 调制器调制后形成微波脉冲 (载频 9.5 GHz)，后沿时间 $< 10 \text{ ns}$ ，送到小型喇叭天线辐射到空间；同样的喇叭接

收后送到高分辨率示波器（时延测量精确度 0.1 ns）。结果发现，若两天线互相正对、间距 0.53 m，测得时延为 3.2 ns，对应传播速度为光速 c ；但如把接收天线横移 16 cm，时延缩短为 2.4 ns，对应传播速度 1.25 c ，修正到空气中为 2 c ；这些都是超光速的。天线间距超过 1 m 时，效应消失。文章作者认为，一种近场的特殊的衰减波是固有复合波（proper complex waves），据之可解释实验结果。1997 年，H. Aichmann 和 G. Nimtz 用示波器（时间分辨率 ≤ 10 ps）作为时域实验的检测装置以进行微波光子赛跑实验^[21]，结果是穿过位垒（截止波导）的信号早到 293 ps，相当于 4.34 c ；这似乎是 Nimtz 小组在以 4.7 c 外的另一重要结果。同年，Mugnai 和 Ranfagni 等发表题为“绕射实验中的时延测量——光学隧穿的一种情况”的文章^[22]，该文使微波通过一个金属光栅并造成表面衰减波；实验发现了绕射波的超光速现象。

以上便是 90 年代时欧美科学家作超光速研究的实验情况。归纳起来，主要实验方法有两类：一种是双光子（或双波束）“赛跑”，测量两路的到达的时间差，或用高分辨率示波器对抵达时间作比较；另一种是在开放空间（自由空间）发射与接收微波脉冲，接收端用高分辨率示波器测量时延。两类方法所依据的原理并无根本性差异，截止波导内是消失波，开放空间的天线之间在一定条件下也是特殊的衰减波。文献 [23] 给出了从 1991 年到 1997 年的 8 个 FTL 实验，包含了下述测量数据：1.25 c ，1.7 c ，2 c ，4.34 c ，4.7 c ；这些数据多数是微波的，个别的则是在光频。

2000 年 5 月，美国 Princeton - NEC 研究所的研究员王力军完成了一项用激光脉冲穿过铯气容器的 FTL 实验，详情后述。

在 90 年代，也出现了一些对有关 FTL 的实验作评论和分析的文章。1993 年，A. Ranfagni 等提出要研究经典电报员方程^[19]，并使用虚时间（imaginary time）概念，故粒子在隧穿时有效速度（虚速度）增加，实际上可超越光速 c 。1995 年，A. Ranfagni 等结合 Sommerfeld - Brillouin 波速理论和消失波原理对隧穿过程的超光速现象作出解释^[24]；此外还提出分析隧道过程的随机模型，以解释某些条件下的超光速行为。1995 年 Wang 和

Zhang 评论说，SKC 实验是出色的，是视在超光速（apparent superluminal）的典型事例^[25]；但 SKC 实验测得的非常短的隧穿时间实际上是靠比较两个波包峰而获取，因而是相时间（phase time）。然而，正如 Hauge 过去曾指出的，相时间不是一个被发送光子花费在位垒（势垒）内的时间；实际上，隧穿时间要比 SKC 实验测得的值来得大。1998 年，吴忠超提出，已有的量子光学超光速及隧穿时间实验可看作是 S. Hawking 从宇宙波函数出发而定义的虚时间存在的首次实证，而从截止波导外测量时间推移是会产生“波以超光速传播”的错觉；原因在于信号以 FTL 行进是经典禁区被虚时间抄了近路^[26]。1998 年，黄志洵的“波导量子隧道效应与超光速微波的研究”论文，对量子隧道效应和几率消失波作了数学分析，给出了波导的量子隧道理论和消失波位垒的设计方法^[27]。1998 年，G. Nimtz 的“信号超光速”论文指出，“消失模具有奇怪的特性——具有负能量，不能直接测量，并且消失区是非因果性的”^[28]。2000 年 1 月 4 日，G. Nimtz 教授在致笔者的信说：“只有在按照量子力学思考时消失模才能被描述和被了解；实际上，消失模是通过虚光子而呈现，并且不能被测量。”因此，理论研究主要集中在相时间、虚时间、消失模、负能量、虚光子这几个方面。

4 实验技术

SKC 实验已在文献 [1] 中详述。在光频，另一典型实验是维也纳理工大学 Krausz 小组所做的工作，即 Spielmann 等所讲述的实验^[11]。图 2 (a) 是实验的布置，水平极化的飞秒级脉冲由分光器分为二个相同脉冲，它们以后的路径有区别，其中一个波束穿过特殊材料；二者最后到达非线性晶体 (NC)。图 2 (b) 是玻璃和特殊材料（多层介质镜），并显示如何判断群速 V_g 是否超光速。实验发现，脉冲经过特殊材料的时间是极短的（隐含超光速的隧穿速度），且渡越时间最终与位垒厚度（材料厚度）无关。 Δt 表示两个时间的差值；一个是通过玻璃及空气段的时间，另一个是通过材料的时间，二者的差只有几飞秒。图 3 是测量结果（虚线是计算结果）。

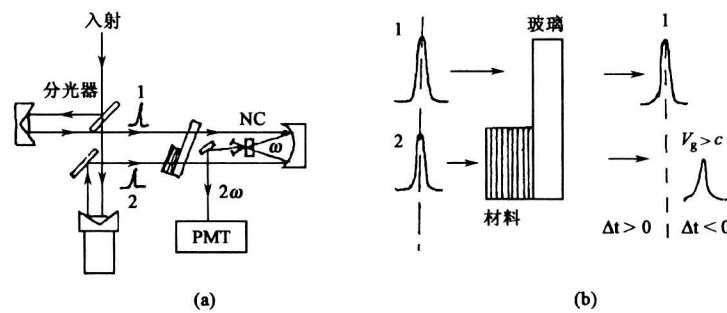


图2 “激光脉冲赛跑实验”的原理和装置

Fig.2 Principle of the tunneling of optical pulses and the experimental setup

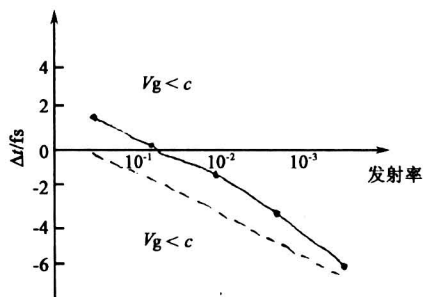


图3 “激光脉冲赛跑实验”的结果

Fig.3 Measured and calculated difference Δt between the tunneling time and the vacuum time

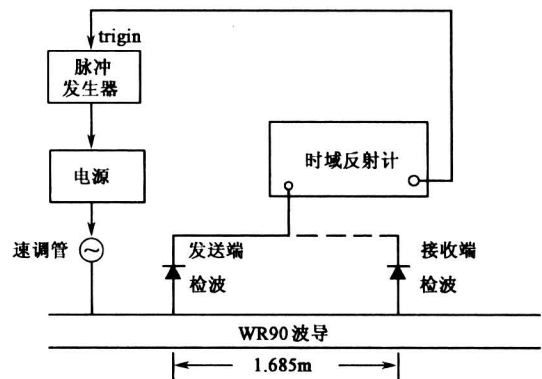


图4 波导中的相速的测量

Fig.4 Measurement of phase velocity in a waveguide

文献 [29] 曾指出, 假如人们企图在 $V_p \rightarrow \infty$ 时去发送信号, 波导色散会造成信号的分散, 而群速才是脉冲速度的量度。然而, 文献 [15] 认为他们的实验数据未显示出脉冲的分散, 且测相速是可能的。图4是实验的布置图, HP715A型发生器产生的低频脉冲经电源对速调管进行调制, 结果是产生了微波脉冲 (上升时间 22 ns, 脉宽 50 ns, 重复率 147 kpps); 该脉冲发生器由 HP1415A 时域反射计驱动。微波振荡器的频率用频率计监测 (X 波段), 并经铁氧体隔离器然后激励 WR90 波导 ($f_c \cong 5.6$ GHz)。时域反射计最高获得 0.5~1 ns/cm 分辨率, 以及 150 ps 分解度。实验的测量结果, 一是显示当 $f = 8.2 \sim 8.9$ GHz, 测得 $V_p = (5 \sim 4.1)c$, 与理论计算相符。其次, 更重要的是实验研究了发送端微波脉冲前沿与接收端微波脉冲前沿间的时延关系, 认为与脉冲前沿相关联的部分能量以相速 (即 FTL) 传播。至于传统上认为的“信息以群速传播”, 实验却观测不到, 认为“不能

证实”。文献 [15] 发表后曾遭反对, 但该实验是用微波脉冲做的, 不是用等幅波做的, 其意义似不能完全否定; 它提出了“重新研究相速的意义”的课题。

德国科隆大学 G.Nimtz 小组在 90 年代的实验是使用波导的截止区 ($f < f_c$), 其理论基础及学术思想与文献 [16] 完全一致。设向高度为 U_0 的位垒 (一段长为 L 的截止波导) 入射的粒子能量为 E , 那么有以下关系式成立:

$$E = hf \tag{20}$$

$$U_0 = hf_c \tag{21}$$

图5表示使用矩形波导时的情况, f_c 取决于波导内壁间宽度 a ; 对于主模 TE_{10} , 截频可由下式计算:

$$f_{c.10} = \frac{c}{2a} \tag{22}$$

式中 c 是光速。实际上我们可以用 $f_c(a)$ 这样的写

法表示 f_c 由 a 决定，它也就代表了位垒的高度 (f_c 与 Planck 常数相乘就得到 U_0)。图 5 的中间小图是代表用网络分析仪系统 (NA System) 作稳态测量时的情形，最下方小图是代表用过渡分析仪系统 (TA System) 作调幅波测量时的情形 (参阅 [1] 的 133~137 页)。由于截止波导段 L 是接在两段较大尺寸的矩形波导 (内壁间宽 a') 之间，故图 5 的下面两个图的底线 (基线) 标以 $f_c(a')$ 是正确的。表 1 显示 [18] 对两种矩形波导的选取方法；此外，对位垒厚度 (截止波导长度 L) 也要审慎选择。

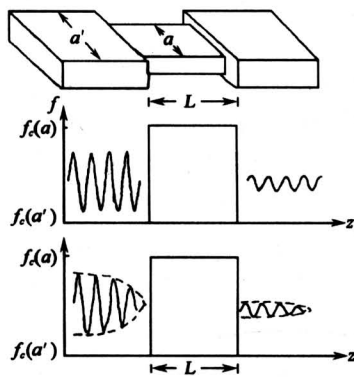


图 5 矩形波导用于超光速隧穿实验
Fig.5 FTL tunneling experiment using the rectangular waveguide

表 1 Enders - Nimtz 实验所用的矩形波导^[18]
Table 1 The rectangular waveguides used in Enders - Nimtz experiment

波导型号	a /mm	f_c /GHz	传输频段	在实验中用途
WR100	22.86	6.56	X	传输波导
WR140	15.80	9.49	Ku	截止波导，作位垒用

在作 NA 测量时，可用 HP8510B 网络分析仪在频域测量，得到的传输函数 $T(f)$ 可转换到时域：

$$F'(t) = \int A(f) T(f) e^{j2\pi ft} df \quad (23)$$

$A(f)$ 是初始参考波列的逆 Fourier 变换， $T(f)$ 也称为“总位垒传输系数”。在 $f = 8.2 \sim 9.2$ GHz 区域内，测量点数多达 801 个 (点距 1.25 MHz)。对 $T(f)$ 的测量包含振幅、相移两方面，微波脉冲的中心频率 (载频) 为 8.7 GHz。

在取 $L = 100$ mm 情况下，时域脉冲通过截止波导的时间 130 ps；但同一脉冲通过同样自由空间

(真空) 时的时间是 333 ps，是前者的 2.56 倍。图 6 是两种情况下的时域脉冲曲线 (纵坐标表示相对振幅)。由于测量得到的隧穿时间比 L/c 小，[18] 的结论是波束以超光速穿过位垒。此外，[18] 还讲到用 HP70820A 过渡分析仪 (TA) 进行测试。但是，文章并未讲测量结果是 $4.7c$ 。然而，1997 年 G.Nimtz 和 W.Heitmann [21] 发表的文章里，明确讲 [18] 所报导的工作是测到了群速 $V_g = 4.7c$ ，又说所用波导长度 $L = 114.2$ mm。此外，还提到作 TA 测试时调幅信号载频 $f = 8.644$ GHz，同样证明了群速 $V_g > c$ 。

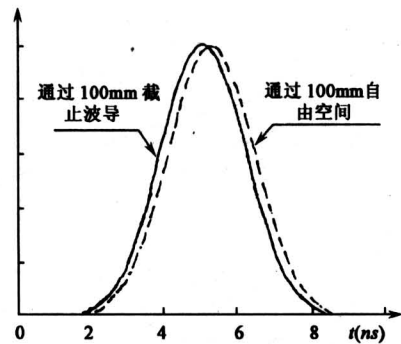


图 6 微波脉冲的时域波形
Fig.6 Waveform of the microwave pulse

文献 [21] 还提到，H.Aichmann 和 G.Nimtz 曾做一简单的时域测试，证明信号可超光速。实验布置见图 7。微波信号发生器送出的微波脉冲被分为两路，其中一路穿过截止波导，另一路穿过等长的空间 (空气)。用 HP54124 型示波器观察两信号的到达，该示波器的时间分辨率 ≤ 10 ps。测量的结果是，通过截止波导的该路信号早到 293 ps，换算后相当以群速 $V_g = 4.34c$ 穿越。这是 Nimtz 小组的另一个明确的结果。

5 对王力军小组的超光速实验的介绍及评论

虽然“位垒隧穿”是 90 年代欧美科学家做超光速实验的方式，但今年 7 月 20 日在 Nature 杂志上发表的王力军小组的论文却与之不同^[30]。

铯 (Cs) 原子的原子序数 55，原子量 132.905 4，最外层只有一个 6s 电子。一般的铯原子气体，是双原子分子，即两个电子绕两个铯原子核旋转。这种气体不存在反常色散的可能。王力军

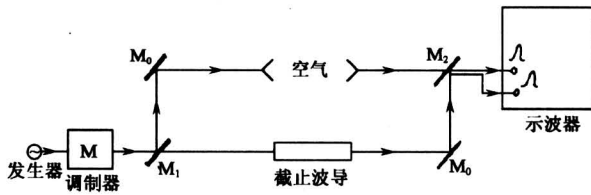


图7 用示波器进行微波超光速隧穿实验

Fig.7 Microwave FTL tunneling experiment using the scope

等人的实验，是外加磁场的诱导和外加激光束的 pump 作用，使容器内的铯气达到所需的物理状态。正如王力军说：“特殊制备的铯原子气体不是自然存在的。天然的铯有 16 种可能的量子力学态，称为超精细基态磁副能级。我们把几乎全部铯原子激励到其中一种量子态上去，它与几乎绝对零度的温度相对应。这是靠激光器的光泵作用达到的，而激光也不是自然界具有的现象。”就是说，在王力军实验的一般性条件（30℃ 温度、1Gs 磁场）中，不可能使所有电子都在激发态；而是一部分电子在激发态，另一部分还在基态。以上所述是笔者对该实验的认识。

当频率为 f 、带宽为 Δf 的光脉冲进入折射率 $n(f)$ 的线性色散媒质时，光脉冲按群速 $V_g = c/n_g$ 传播；这里 n_g 是群速指数，算式见 (18)。如 n_g 在 Δf 内恒定，传播中脉冲波形不变。对 Cs 原子而言，两个相邻很近的吸收线如成为增益线，并且 $f \frac{dn}{df} < 0$ ，则出现反常色散区域；这时，光脉冲群速 $V_g > c$ ，甚至可为负值。

图 8 是实验的布置；核心是一个 Cs 蒸汽室，长 6 cm，用 Pyrex 玻璃制成，内壁敷石蜡，以维持 Cs 原子基态自旋极化。气室放在小而均匀的磁场中（1 Gs），场方向与光传播方向平行。用 2 个激光束把 Cs 原子光泵到基态超精细磁能级（ $F = 4$ ， $m = -4$ ）。一个左手圆极化（ σ^- ）激光束调到 852 nm 波长，以摒除超精细基态 $6 S_{1/2} F_3$ ；又加上第二个激光束（ σ^- ），以把原子光泵到（ $F = 4$ ， $m = -4$ ）态，并过渡到 $6 P_{1/2}$ 超精细受激发态。现在，从同一激光器受激的 3 个光束经过气室。2 个强拉曼 CW 光束（右手圆极化 σ^+ ）用 2 个声光调制器使之频移 2.7 MHz。第 3 束为探测射束（ σ^- ），用另一个声光调制器调到 CW 或脉冲模频率上。

实验方法及步骤为先使拉曼探测射束处在可调 CW 状态，以测原子系统的增益 G 、折射率 n 与探测频率 f 的关系。折射率是用射频干涉技术获得的，结果在频区内 $n_g = -330$ 。然后用一个拉曼射束观察 FTL 传播，探查脉冲宽 $3.7 \mu s$ ，其产生方法是把一个电子脉冲加到声光调制器上。先用分束器把探束的一部分分出并对正光电二极管 D1，以作参考。为避免饱和，使用功率极弱（ $< 1 \mu W$ ）的探束，故可使反常色散为最佳。光电二极管 D2 测量经过气室的探束，D2 的光电流在 500Ω 电阻上产生电压。用数字示波器记录 D1、D2 送来的信号，并由电子计算机处理。为测量脉冲传播时间，先调激光器产生拉曼泵束及探束，以远离 Cs 的 D₂ 线（852 nm、2.5 GHz），测出探查脉冲强度。由于激光器远离谐振时原子均无作用，探查脉冲在室内以 c 传播。然后调激光器回到 Doppler 吸收状况，锁住激光器；用同一同步脉冲发生器输送信号（当触发器），可记录 D2 测出的探查脉冲强度。

图 9 是测得的气室前后的脉冲，显然脉冲形状未变，但有时延。依靠数字示波器的精细处理，得到的结果是脉冲超前移动 62 ns。与光经过 6 cm 的真空室的时间（0.2 ns）相比，得到群速指数 $n_g = -310$ 。这就是说，用“增益辅助线性反常色散”的方法，证明在铯原子气体中发生了超光速传播——在这里激光脉冲的群速比 c 大，甚至成为负值。实际上，通过气室的光脉冲在出口处出现是这样早——如在真空中传播同样距离，其峰值在进入前即离开了室。

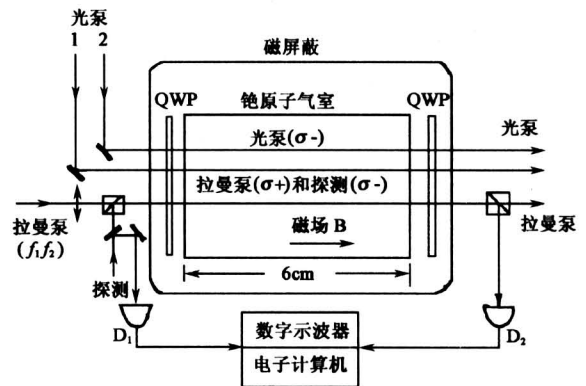


图8 王力军小组超光速实验的布置

Fig.8 Experimental set-up of the Wang's FTL research

在反常色散区中，光脉冲或是严重失真，或是

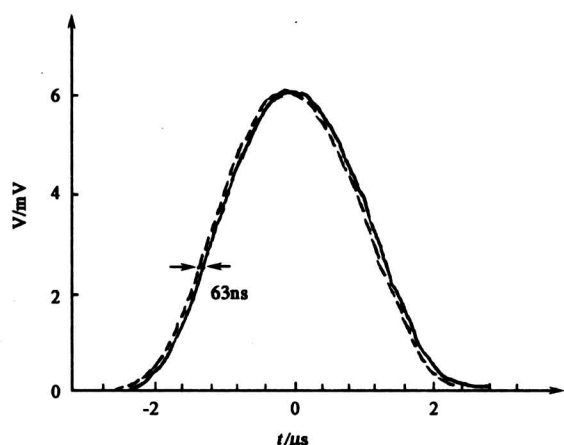


图 9 光脉冲经过铯蒸汽时脉冲超前的测量

Fig.9 Measured pulse advancement for a light pulse through the caesium vapour

严重被吸收，将使任何比光更快的假设难以通过实验数据得到解释。接近跃迁频率的反常色散最强，但折射率 n 的快速变化使光脉冲失真得很厉害。王力军等采用增益双重态以绕开这个困难，即靠近的两个增益区之间有很强的反常色散，但却没有脉冲失真。这是实验设计的出色之处，通过两束频率相近的激光在气室中造成了增益双重态^[31]。专有一个激光探束测量铯气的 n 值以获取色散曲线，然后找到反常色散梯度变化最大的位置。文献 [30] 指出，获得的有效 $\Delta n = -1.8 \times 10^{-6}$ ，相当于 $n_g = -330$ 。国内有专家认为，如果王力军等人能使 $|\Delta n|$ 进一步增加，速度还可以提高； $300c$ 不算大。

王力军等^[30]对实验的原理作了如下描述：设气室长度为 L ，室内为真空时光通过的时间为 L/c ；室内为介质时光通过的时间为 L/V_g ，故时间差为

$$\Delta t = \frac{L}{V_g} - \frac{L}{c} = (n_g - 1) \frac{L}{c}$$

如 $n_g < 1$ ， Δt 为负；物理表现为超前，故 $(-\Delta t)$ 为光脉冲提前时间，并有

$$(-\Delta t) > \frac{L}{c}$$

故好像光脉冲在未入气室之前就离开了气室。

现在用他们的实验结果来验证上述原理。已知 $L = 6 \times 10^{-2} \text{ m}$ ， $c \cong 3 \times 10^8 \text{ m/s}$ ，故 $L/c = 2 \times 10^{-10} \text{ s} = 0.2 \text{ ns}$ ；实验测得 $(-\Delta t) = 62 \text{ ns}$ ，故得 $n_g = -310$ 。现在， $(-\Delta t) \gg L/c$ ；王力军等在论文中说：“这意味着通过原子气室传播的光脉冲

峰在进入气室前就离开气室而出现了。……好像它还没有进入气室之前就离开了气室”。这样讲明显违反了因果律，即结果晚于造成结果的原因。但论文却说：“所观察到的超光速光脉冲传播与因果律无矛盾；……这种逆反现象是光波本性的自然结果”。

王力军实验已是国内外专家众说纷纭的话题，笔者在此提出几点看法。首先，早在 1914 年 L.Brillouin 即根据对 Sommerfeld 积分方程的求解而计算出著名的 Brillouin 图，即本文的图 1。从图中的 V_g 曲线看， V_g 既为负值 ($V_g < 0$)、绝对值又大到超光速 ($|V_g| > c$) 的情况是存在的，只不过 Brillouin 当时（以及 1960 年出书时）拿不出有关的实验事实作为根据。因此，可以认为王力军实验证实了 Brillouin 早就提出的预言。其次，Brillouin 从未给出过负群速的物理意义；在他的时代这个问题并不急迫，现在的科学家们却回避不了。J.R.Pierce 早就指出，“ $V_g > 0$ 表示波的能量向正向运动， $V_g < 0$ 表示波的能量向反向运动”；这样解释是否适合目前情况还需研究。再次，王力军论文说本实验与相对论无矛盾似乎说不通；探速的功率虽然弱，却表示激光脉冲携带有能量。按照 A.Einstein 的质能关系式 ($E = mc^2$)，它对应一定的质量。具有能量、质量的光以 $310c$ 运动，是狭义相对论不能允许的。因此，王力军等人的解释是令人怀疑的。最后一点，王力军实验把宏观的反常色散与量子光学相结合，是巧妙而出色的；但现在有人以为超光速是光通过反常色散介质时才可能有的现象，却与事实不符。本文前已指出，美国、意大利专家已在微波区通过喇叭天线实验证明，即使在真空中实民可能出现异常传播现象。

6 从经典电报员方程出发的分析理论

现在我们回到本文的重点内容上来，即从经典电磁理论与量子理论的结合出发而对 90 年代的 FTL 实验作分析和描述。Kelvin-Heaviside 电报员方程为^[33]

$$\frac{\partial u}{\partial z} + (r + L \frac{\partial}{\partial t}) i = 0$$

$$\frac{\partial i}{\partial z} + (g + C \frac{\partial}{\partial t}) u = 0$$

u 、 i 是传输线上电压、电流， r 、 L 、 C 、 g 是传输线的一次参数；联立以上两式，消去 i ，取 $r = 0$ ，得到

$$LC \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + Lg \frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial^2 u}{\partial z^2}$$

令 $V = (LC)^{-1/2}$, 则可得

$$\frac{1}{V^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + \frac{\zeta}{V^2} \frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \quad (24a)$$

上式中 ζ 是一个常数; $u = u(z, t)$ 原来代表电压, 现在可看成普适函数。公式 (24a) 是一个双曲型偏微分方程, 在数理方程中具有更广泛的意义。它也可写成:

$$\frac{1}{V^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} - \frac{\xi}{V^2} \frac{\partial u}{\partial t} \quad (24b)$$

描写一个相对论性粒子的运动的方程为下述形式的 Klein-Gordon 方程:

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} - \frac{m_0^2 c^2}{\hbar^2} \Psi$$

式中 m_0 为粒子静质量, c 是光速, $\Psi = \Psi(z, t)$ 是波函数, z 是粒子运动方向。令

$$\Psi(z, t) = u(z, t) \exp(-\frac{m_0 c^2}{\hbar} j t)$$

代入 K-G 方程可得

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + \frac{j 2 m_0}{\hbar} \frac{\partial u}{\partial t} \quad (25)$$

\hbar 是归一化 Planck 常数 ($\hbar = h/2\pi$)。上述 K-G 方程既然在推导时使用了 Lorentz-Einstein 运动质量公式, 故所描述的粒子称为相对论性粒子。

我们立即注意到, 经典电报员方程 (24b) 与 (25) 式相似, 即两个方程在形式上等效。我们注意到, 在引入 Ψ 的时间相位因子时, 出现了虚时间, 即 $(-j t)$; 与此相应有虚速度, 即 $j V$ 。

当我们用电磁脉冲模拟一个相对论性粒子的运动时, 经典电报员方程可作为研究该脉冲的工具。鉴于从 Maxwell 方程组出发可以导出经典电报员方程, 故知 Maxwell 方程组与 K-G 方程之间有相似性和等效性。但是, 至此我们尚未讨论与“粒子以超光速运动”的问题。

众所周知, 迄今为止已有的超光速实验主要是利用量子隧道效应而成功的。故理论分析必须从消失场出发。令

$$\Psi(z, t) = u(z, t) \exp(\frac{m_0 c^2}{\hbar} t)$$

这时 K-G 方程为

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} - \frac{2 m_0}{\hbar} \frac{\partial u}{\partial t} \quad (26)$$

上式与经典电报员方程仍然等效, 但可用于处理超

光速粒子 (快子) 的运动。1995 年, A. Ranfagni 和 D. Mugnai^[24] 提出, 无论 K-G 方程或经典电报员方程均可分为: 慢速型的 (Bradyonic) 和快速型 (或超光速型, Tachyonic) 的两种, 对后者, 光速 c 并不构成限制。

7 进一步研究的方向

在已有的光频超光速实验中, 有 3 个最有典型性, 即 Chiao 小组 (光子通过固体介质)、Krasz 小组 (激光窄脉冲通过固体介质) 和王力军小组的实验 (激光脉冲通过气体介质)。国内如组织在光频的 FTL 实验, 首先面临的是用单光子还是激光单脉冲这样一个问题。R. Chiao 小组用单光子进行实验, 这与理论上用 Schrödinger 方程处理粒子向位垒入射的几率波分析协调。但实验不仅要求制备出单光子, 而且要求极高的时间测量精度, 对国内许多科研单位来讲有实际困难。此外, Chiao 小组是做“光子赛跑”实验, 而非直接测光子速度。实际上, 迄今为止的光速测量都是测光波速度, 似无人知道如何才能直接测出光子的粒子速度。

使用激光单脉冲是更为现实的选择。Krausz 小组使用的是飞秒 (fs) 级的脉冲, 王力军小组使用的是微秒 (μs) 级的脉冲, 相差非常悬殊。目前, 中国一些科学单位的专家, 在 1999 年澳大利亚科学家用脉冲激光进行光频测量的启发下, 正筹备“用激光脉冲法测量激光频率”的课题。光频测量在国外早已实现, 在我们国内却一直一直是计量学家未竟的夙愿。如课题成立, 它将包含研制“飞秒激光器”, 脉宽只有几飞秒; 它有许多用途, 包括测光速和光速异常 (计量学家把超光速现象看成是一种光速异常), 涉及基础科学 (包括相对论、量子力学) 研究领域。飞秒激光器是精测光频所必需, 也是研究 FTL 的有力工具。

微波的 FTL 实验, G. Nimtz 小组的工作最具典型性。在这一类型的实验中, 整个信息通道都有宏观的属性。在这种情况下, 在截止波导的出口处, 每秒通过的微波量子的数目非常大, 故其粒子性所造成的几率的起伏可以忽略。虽然对于微波来说粒子性可以忽略, 需要考虑的只是它的波动性。但是微波不是经典的力学波, 它仍然具有量子态的特征。微波的超光速实验如果确实是成功的, 说明量子力学的规律性也许不一定必须和单个粒子的几率波的概念联系在一起。宋文森对现代电磁场理论

的探索,用量子力学的概念与数学方法来研究宏观的电磁场理论,并已经得到了若干有意义的结果。他用电磁波的两个本征态来代替经典场论中电(或磁)场在欧氏空间中的三个射影,建立对宏观的电磁场的解析和数值方法,解决了一直困扰经典电磁场数值计算中的非物理模问题。要建立宏观的而又具有量子属性的电磁场理论,对微波量子的粒子性研究不可缺少。

笔者过去曾对消失波(亦称衰减电磁波)作过许多研究。通过这些研究,把消失波与光量子在量子位垒中的运动状态以及电子穿透位垒时的运动状态都联系在一起。为什么在消失模状态下就可能出现超光速现象? G. Nimtz 目前趋向于用虚光子(Virtual photon)来解释。宋文森则认为这时波表现为虚动量波,或称为虚电磁波,认为应是研究的重点。笔者认为,除上述要点外,研究者还应重视量子隧道效应的隧穿时间。最早的认识体现在美国 BTL 的科学家 L. MacColl 的下述说法里:当粒子经由隧道穿过位垒时,测量不到时延。以后的研究论文逐渐讲到时延不是零,但认为隧穿时间非常小,故粒子通过位垒的速度非常大,这一论断已被许多实验所证明。

另外,上述 4 种类型的实验都是使光(或微波)通过某种介质(或器件)。因此,对 Giakos - Ranfagni 类型的开放空间双喇叭微波 FTL 实验尤应重视。还应指出,无论是光频的或微波的实验,双踪的数字示波器是必需的设备。

虽然超光速研究首先要求多做实验,这却不能说明理论思维不重要,因为正是理论思维为整个研究构筑一个合理的框架。笔者目前正在研究光的波粒二象性理论的成就和存在问题,涉及光子静质量与动质量、光的本性、光脉冲的性质、虚电磁波与虚光子等问题。从经典电磁理论出发,还可以采用 FDTD 法、时变 Green 函数法,来研究截止波导中的情况,观察波速和可能发生的异常现象。

从经典电报员方程出发而研究波速度是早就有人做过的方向。具体讲,1899~1901 年间, W. Voigt 在研究了经典电报员方程之后,指出波前速度小于群速,又证明信号速度与群速有区别。1910 年, P. Ehrenfest 获得类似结果。现在可以把循此进行研究看作是量子性粒子的运动用现有数学物理方程进行模拟;因此这是把经典电磁理论与量子理论相结合的研究方法。

对于电报员方程的求解,1974 年 M. Kac 采用路径积分法,到 90 年代重新引起人们的注意。对目前的研究而言,电报员方程的路径积分解是可在确定隧穿时间方面应用。1992~1994 年间, D. Mugnai 等发表了数篇文章讨论这个 Kac 解的有关理论,并且采用了小波分析^[34],值得注意。

8 结语

在美国工作的中国科学家王力军博士不久前说:“尽管有质量的物体的运动速度不会大于光速,但以前被错误地用于光的领域”。这就暗示人们看问题不应简单化,而研究工作仍将继续下去。不管怎样,我们必须承认有一门新的学科已经诞生,它就是超光速科学。

参考文献

- [1] 黄志洵. 超光速研究——相对论、量子力学、电子学与信息理论的交汇点 [M]. 北京: 科学出版社, 1999
- [2] Einstein A. Zur elektrodynamik bewegter Körper [J]. Annalen der Physik, 1905, 17 (7): 891~895
- [3] Feinberg G. Possibility of faster than light particles [J]. Physical Review, 1967, 159 (5): 1089~1105
- [4] 张元仲. 狭义相对论实验基础 [M]. 北京: 科学出版社, 1979 (一版), 1994 (第三次印刷).
- [5] Stratton J A. Electromagnetic theory [M]. New York: McGraw Hill, 1941
- [6] Sommerfeld A. Über die fortpflanzung des liches in dispergierenden medien [J]. Annalen der Physik, 1914, 44 (1): 177~182
- [7] Brillouin L. Über die fortpflanzung des liches in dispergierenden medien [J]. Annalen der Physik, 1914, 44 (1): 203~208
- [8] Brillouin L. Wave Propagation and Group Velocity [M]. New York: Academic Press, 1960
- [9] Bilanuik O. M. P., Sudarshan E. C. G. Particles beyond the light barrier [J]. Physics Today, 1969, (1): 43~51
- [10] Steinberg A M, Kwiat P G, Chiao R Y. Measurement of the single photon tunneling dime [J]. Physical Review Letters, 1993, 71 (5), 708~711
- [11] Spielmann Ch, Szpöcs R, Stingl A, et al. Tunneling of optical pulses through photonic band gaps [J]. Physical Review Letters, 1994, 73 (17): 2308~2311

- [12] 古乐天, 黄志洵. 截止波导与截止衰减器 [M]. 北京: 人民邮电出版社, 1977
- [13] 黄志洵. 截止波导理论导论 (第二版) [M]. 北京: 中国计量出版社, 1991
- [14] Giakos G C, Ishii T K. Anomalous microwave propagation in open space [J]. Microwave and Optical Technology Letters, 1991, 4 (2): 79~81
- [15] Giakos G C, Ishii T K. Energy propagation with phase velocity in a waveguide [J]. Microwave and Optical Technology Letters, 1991, 4 (3): 128~131
- [16] 黄志洵. 波导截止现象的量子类比 [J]. 电子科学学刊, 1985, 7 (3): 232~237
- [17] Martin T, Landauer R. Time delay of evanescent electromagnetic waves and the analogy to particle tunneling [J]. Physical Review A, 1992, 45 (4): 2611~2617
- [18] Enders A, Nimtz G. On superluminal barrier traversal [J]. J Phys I France, 1992, (2): 1693~1698
- [19] Ranfagni A, Fabeni P, Pazzi G P, et al. Anomalous pulse delay in microwave propagation: A plausible connection to the tunneling time [J]. Physical Review E, 1993, 48 (2): 1453~1460
- [20] Ranfagni A, Mugnai D. Anomalous pulse delay in microwave propagation: A case of superluminal behavior [J]. Physical Review E, 1996, 54 (5): 5692~5696
- [21] Nimtz G, Heitmann W. Superluminal photonic tunneling and quantum electronics [J]. Prog Quant Electr. 1997, 21 (2): 81~108
- [22] Mugnai D, Ranfagni A. Delay time measurements in a diffraction experiment: A case of optical tunneling [J]. Physical Review E, 1997, 55 (3): 3593~3597
- [23] 黄志洵. 21世纪电子学的若干前沿课题 [J]. 中国工程科学, 2000, 2 (5): 21~27
- [24] Ranfagni A, Mugnai D. Stochastic model for tunneling processes: The question of superluminal behavior [J]. Physical Review E, 1995, 52 (1): 1128~1134
- [25] Wang Y, Zhang D. Reshaping, path uncertainty, and superluminal traveling [J]. Physical Review A, 1995, 52 (4): 2597~2600
- [26] 吴忠超. 以全反射来验证虚时间的存在 [J]. 中国科技大学学报, 1998, 28 (5): 501~504
- [27] 黄志洵. 波导量子隧道效应与超光速微波的研究 [J]. 微波学报, 1998, 14 (3): 250~263
- [28] Nimtz G. Superluminal signal velocity [J]. Ann Phys (Leipzig), 1998, 7 (7, 8): 618~624
- [29] Atwater H A. Introduction to microwave theory [M]. New York: Krieger & Malabar, 1981
- [30] Wang L J, Kuzmich A, Dogariu A. Gain-assisted superluminal light propagation [J]. Nature, 2000, 406: 277~279
- [31] Marangos J. Faster than a speeding photon [J]. Nature, 2000, 406: 243~244
- [32] Mitchell M W, Chiao R Y. Causality and negative group delays in a simple bandpass amplifier [J]. Am J Phys, 1998, 66 (1): 14~19
- [33] 黄志洵, 王晓金. 微波传输线理论与实用技术 [M]. 北京: 科学出版社, 1996
- [34] Mugnai D. Kac's solution of the telegrapher's equation for tunneling time analysis: An application of the wavelet formalism [J]. Physical Review E, 1994, 50 (2): 790~797

Faster Than Light and EM-Wave Anomalous Propagation

Huang Zhixun

(Beijing Broadcasting Institute, Beijing 100024, China)

[Abstract] In this paper, the historic background of the study on faster than light (FTL) and the possibility of working within the frame work of special relativity are discussed. The previous experimental studies with single photon, laser pulse and microwaves have revealed superluminal behavior in the quantum tunneling process. That phenomenon exists only in the case of special physical condition. The analogy between classical Telegraphist equation and Klein-gordon equation can be used to study particle tunneling and superluminal behavior. A discussion on the FTL experiment by Dr. L. Wang recently is included. Remarks on the future of FTL research is given in this article.

[Key words] faster than light; microwave anomalous propagation; tachyon; quantum tunneling process; evanescent mode; negative group velocity