

# 反物质在哪里?\*

倪光炯

(复旦大学物理系 上海 200433)

高能物理(粒子物理)研究中最引人注目的两个特征是:

- (1) 正反粒子的对等存在;
- (2) 粒子间的相互转化.

例如有负电子( $e^-$ ), 它的反粒子便是正电子( $e^+$ ), 它们质量相等, 电荷相反, 都是稳定的, 但碰到一起时, 便可能会“湮没”, 变为一对光子:

$$e^+ + e^- \rightarrow \gamma_1 + \gamma_2 \quad (1)$$

这一过程是 1930 年中国物理学家赵忠尧首先发现的, 他测量了右端一个光子的能量约等于电子的静能  $E_0 = m_0 c^2 = 0.511 \text{ MeV}$ . 他的实验比 Anderson 确认正电子的存在还要早两年<sup>[1]</sup>.

天体物理的研究表明, 宇宙中反物质的含量比正物质少得多, 两者之比约为  $10^{-9}$ . 这一微小的不对称性在粒子物理与宇宙学的结合上有重要的意义. 从 60 年代起开始发现的遥远天体——类星体——的巨大能源或许与正反物质的湮没过程有关; 此外, 超新星爆发时有巨大能量释放, 有一种理论猜测也可能与反物质有关. 不过似乎都还远没有定论.

本文的目的是提出另一种看法: 反物质到处都有, 我们自己身上也不例外. 相对于正物质的比例固然微乎其微, 但其绝对量却非同小可. 之所以大家都不觉得, 原因是这些反物质一直处于被压抑的状态, 因此它们的表现并不是相反的电荷, 而是大家都很熟悉的狭义相对论(SR)效应.

1956 年发现宇称(P)不守恒, 1964 年后又发现 CP 联合反演或所谓时间反演(T 变换)也不守恒, (而 CPT 定理保持有效). 物理学界已

逐渐承认: 使一个正粒子态  $|a\rangle$  变为其反粒子态  $|\bar{a}\rangle$  的反演不是 C 变换而是 CPT 联合反演<sup>[2]</sup>:

$$|\bar{a}\rangle = \text{CPT} |a\rangle \quad (2)$$

按 C, P, T 反演的定义做一运算即可看出, CPT 反演实质上不过是相当于  $\mathbf{x} \rightarrow -\mathbf{x}$ ,  $t \rightarrow -t$  的变换(C 反演和 T 反演中各有一个复共轭变换, 彼此消去了), 于是一个电子的波函数

$$\Psi_e^- \sim \exp\left\{\frac{i}{\hbar}(\mathbf{p} \cdot \mathbf{x} - Et)\right\} \quad (3)$$

自动变成一个正电子的波函数

$$\Psi_e^+ \sim \exp\left\{\frac{-i}{\hbar}(\mathbf{p} \cdot \mathbf{x} - Et)\right\}, \quad (4)$$

其中  $\mathbf{P}$  是  $e^-$  或  $e^+$  的动量,  $E(>0)$  是各自的能量. (3), (4) 两式表示正、反粒子的波函数只差相位上的符号. 这一看法, 就我们所知, 最早也曾由 Schwinger 等提出过<sup>[3]</sup>, 可惜大家似乎一直不大重视.

在我们看来, 只要将上述看法再引伸一步, 便十分有趣而重要了. (3), (4) 两式作为特殊的波函数, 表示了一种对称性:

$$\Psi_e^-(\mathbf{x}, t) \rightarrow \Psi_e^-(-\mathbf{x}, -t) = \Psi_e^+(\mathbf{x}, t). \quad (5)$$

我们应该“从特殊到一般”, 假设如(5)式这种对称性是自然界的一般规律, 即任何物质都含有正、反两种自由度的成分, 其波函数分别用  $\theta(\mathbf{x}, t)$  和  $\chi(\mathbf{x}, t)$  来表示, 它们具有对称性:

$$\theta(-\mathbf{x}, -t) = \chi(\mathbf{x}, t). \quad (6)$$

相应地  $\theta$  和  $\chi$  的耦合方程应该在  $(\mathbf{x} \rightarrow$

\* 国家自然科学基金资助项目

1998-12-22 收到初稿, 1999-02-23 修回

$-x, t \rightarrow -t$ 变换下再用(6)式后,保持形式不变:

从这一假设出发,我们在一个惯性坐标系内(不涉及洛仑兹变换),可很容易地求得 Klein-Gordon 方程和 Dirac 方程<sup>[4,5]</sup>,还导出了新的有相对论性修正的多粒子体系的定态薛定谔方程<sup>[6]</sup>.于是我们看到:一个电子波函数,如(3)式所示,实际上包含有  $\theta$  和  $\chi$  两种成分的相干叠加.随着动量  $P$  从零增大时,  $\chi$  也从零逐渐增大,直至  $P \rightarrow \infty$ ,速度  $v \rightarrow c$ ,最后趋于极限:

$$\lim_{v \rightarrow c} |\chi| = |\theta|. \quad (7)$$

奇妙的是,在  $\Psi_e^-$  中,总有  $|\theta| > |\chi|$ ,它们两者并不显示(6)式那样的对称性.其解释如下: $\theta$  按其本性来说,要求有(3)式那种相位上的空一时演化关系,而  $\chi$  的本性则要求有相反的相位,如(4)式所示.但  $\chi$  在  $\Psi_e^-$  中是“slave”(奴隶),只好服从“master”(主人)  $\theta$  的性格,一起显示(3)式那样的相位演化规律.当然  $\chi$  在本性上还是“不愿意”,于是“拖后腿”,使一个电子的惯性质量无限增长了.同时,与  $\theta$ (或  $\chi$ )伴随在一起的“运动钟”,按(3)式[或(4)式]来看,本质上好比是“顺(或反)时针”方向来读时间的.现在电子以  $\theta$  为主,它的“钟”虽然还是“顺时针”计数,但随着  $\chi$  的成分增加而越走越慢了.

对一个电子波函数作(新定义的)空间一时间反演( $x \rightarrow -x, t \rightarrow -t$ ),相应地  $\theta \rightarrow \chi_c, \chi \rightarrow \theta_c$ ,而  $|\chi_c| > |\theta_c|$ , (原来的 slave 与 master 的地位颠倒了过来,脚标  $c$  表示反粒子态),于是(3)式就变成(4)式,即电子变成了正电子.

由此可见,一个粒子总是不纯的.当粒子由静止到运动,必然伴随着内部反粒子成分的相干激发.各种 SR 效应不是别的,正是处于从属状态的反物质成分顽强地表现其存在的各种反映<sup>[7]</sup>,包括如下的另一种反映.大家知道,在非相对论的量子力学(QM)中,波函数模的平方,按 Born 统计解释,可以说是“测量时找到粒子在位置  $x$  出现的概率密度”,即使如此,一个自由运动的粒子波包会不断扩散,过去也令人感

到很难理解.在文献[8]中,我们试图将波函数解释为粒子与环境相互作用的“矛盾场”的一种抽象表示,  $x$  是“场”的流动坐标,而不是“点粒子”的位置坐标.则由于先假定外势场  $V(x) = 0$  (即与环境无相互作用),又设初始时刻  $\Psi(x, 0)$  为波包分布,结果波包只能扩散并趋于零,这是可以理解的.但在 K-G 或 Dirac 波函数中情况完全不同.当  $v \rightarrow c$  时波包非但不会扩散,反而产生与洛仑兹收缩一致的波包“升压”(boosting)现象.在我们看来,这正表明粒子内存在  $\theta$  和(振幅略小但已接近的)  $\chi$  两种“矛盾场”交缠(entangle)在一起,使粒子具有一种内在稳定性.正因为如此,在高能加速器理论中,可以把粒子当作经典粒子来处理,设计脉冲式的运行模式.

1905年,爱因斯坦建立 SR 时,先后写了两篇论文,前一篇提出了两个“相对论性原理”,即“相对性原理”和“光速不变原理”;后一篇中又靠电磁波(光)传播中的洛仑兹变换,极其聪明地导出了质能关系式  $E = mc^2$ .所以,“光”在 SR 中占有特殊的地位.从本文的观点看来,如把一个右旋光子看成是“正粒子”,则左旋光子便是“反粒子”<sup>[4]</sup>.在一个直线偏振的光子内部,正反粒子成分各占一半,所以光子永远是一个极端的相对论性粒子.爱因斯坦当年靠“光”来建立 SR,在某种意义上也是用了“从特殊到一般”的方法.

随着 90 多年来 SR 和 QM 的伟大胜利,大家对“从一般到特殊”的演绎法都非常熟悉了.不过在我们看来,“从特殊到一般”的分析归纳法和“从一般到特殊”的演绎法都很重要,都不可少,两者应很好地结合起来,才有利于物理学的进一步发展<sup>[9]</sup>.

## 参 考 文 献

- [1] 李炳安,杨振宁·赵忠尧与电子对产生和电子对湮灭.见:读书教学再十年(杨振宁文选).台北:台北时报出版公司,1995.67-81
- [2] Lee T D, Wu C S. Annual Rev. Nucl. Sci., 1965, 15: 381-476

(下转第 433 页)

子的速度更小些;(5)正电子湮没的影响:样品中正电子存在的时间通常只有  $10^{-10}$  s,超过这一时间就会由于电子-正电子湮没而使正电子不存在,因此部分正电子没有充分时间加速。(6)正电子素的影响:样品中并不是所有的正电子都是可以迁移的,正电子若和样品中一个电子形成电子-正电子束缚态(正电子素),这种中性的粒子对受电场的影响会小得多。

#### 4 结束语

正电子迁移率的研究和测量是一个非常特殊的固体物理问题,由于测量中存在的困难,至今不同作者的结果相差比较大,但无论如何,人们已认识到正电子迁移率比电子迁移率小,而且其数值正在趋于一致。在理论计算上也有不少工作,如用蒙特卡罗模拟方法进行计算等,本作者将另作介绍。

#### 参 考 文 献

[1] 顾秉林,王喜坤. 固体物理,北京:清华大学出版社,1989.1-34

- [2] Lynn K G, McKee B T A. Appl. Phys., 1979, 19, 247-248
- [3] 叶良修. 半导体物理学,北京:高等教育出版社,1987.663-733
- [4] Hautajarvi P 主编,何元金,郁伟中译,熊家炯校,正电子湮没技术,北京:科学出版社,1983
- [5] Sueoka O, Koide S. J. of Phys. Soc. of Japan, 1976, 41, 116-121
- [6] Lang G, DeBenedetti S. Phys. Rev., 1957, 108, 914-915
- [7] Mills A P, Jr. Pfeiffer L. Phys. Rev. Lett., 1976, 36, 1389-1393
- [8] Mills A P, Jr. Pfeiffer L. Phys. Lett., 1977, 63A, 118-120
- [9] Au H L, Ling C C, Lee T C *et al.* Mater. Sci. Forum, 1992, 105-110, 591-594
- [10] Simpson R I, Stewart M G, Beling C D *et al.* J. Phys., 1989, 1, 7251-7256
- [11] 郁伟中,翁自立,蒋清明等. 核技术,1993,16(6),321-326
- [12] Brandt W, Paulin R. Phys. Rev. B, 1977, 15, 2511-2518
- [13] Brandt W, Paulin R. Phys. Rev. B, 1972, 5, 2430-2435
- [14] Nielsen B, Lynn K G, Vehanen A. Phys. Rev. B, 1985, 32, 2296-2301

(上接第 438 页)

- [3] Schwinger J. Proc. Nat. Acad. Sc. U. S., 1958, 44, 223; Konopinski E J, Mahmaud H M. Phys. Rev., 1953, 92, 1045-1049
- [4] 倪光炯. 复旦学报(自然科学版), 1974, (3/4), 125-135
- [5] 倪光炯,陈苏卿. 复旦学报(自然科学版), 1996, 35, 325-334

- [6] 倪光炯,陈苏卿. 复旦学报(自然科学版), 1997, 36, 247-252
- [7] 倪光炯. 科学, 1998, 50(1), 29-33
- [8] 倪光炯. 科学, 1998, 50(2), 38-42
- [9] 倪光炯. 物理, 1998, 27(8), 508-509