

专 论

NS 700 200

再释量子力学的哥本哈根“正统理论”

● 卢鹤绂

一、引言

量子物理学的基本原理——量子力学——概括着人们目前对物理世界流行的深刻理解。60余年来，量子力学把人类对微观物理学的理论认识在原则上统一起来，功效显著，成果辉煌。但是，量子理论自开始发明以来就经常面临概念上及哲学上的问题，使人感到迷惑，难于接受^[1]。

对发展量子论有重大贡献的费曼(R. P. Feynman)就说过^[2]：“曾有一个时期，报章上说世界上只有十二个人理解相对论。我不相信这是真的。相反，我认为可靠的倒是没有一个人真正理解量子力学。……你不要自认你能避开这个问题：‘怎么能够象是这样呢？’因为你会流入死胡同，尚无人能避开。无人知道怎么能够是那样的。”

量子力学数学形式自1925至1927年陆续建立以来，尽管不时有所精炼和推广，经受得起理论上和实验上的考验，在30年代就已定型，直至今日仍牢牢确立而无变动，但其物理解释，在数学定律背后的物理实在究若何，则半个世纪以来一直争论不休，仍无定论，近期且论战加剧，对根本概念问题有所澄清，就本人所知愿作一评述。

众所周知，教授量子力学的教师们一般只教练学生们如何把量子力学应用到量子问题的具体数学计算上，对其物理意义一般在不同程度上只满足于哥本哈根解释^[1]。所谓哥本哈根解释，其要点大致可概括于以下四个方面^[1,3]。

(1) 观测所得由认定微观客体引起在宏观安排仪器上出现的现象包括整个仪器安排在内是一整体，不能无限分割描述，因仪器安排的不同对同一微观客体可得出截然不同的对立图景或矛盾信息。这种具有整个性特征的微观客体现象背后的根本过程，即所谓量子事件，例如从一态突然跳到另一态的所谓量子跃迁，是个抗拒任何时间空间上连续性分割描述的不连续过程（玻尔的量子假定），即量子过程。一句话，“量子物理学的新特征只在于现象的可分性有其天然限度。”微观

● 卢鹤绂 中国科学院教学物理学部委员，复旦大学教授。

客体和宏观测量仪器之间相互作用的量子特征使人们不能把微观客体看成是截然分开存在的东西。谈论微观客体的行动而不标明观测仪器安排已无明确意义。

(2) 量子的存在强加给经典或日常描述一个天然限制(量子条件)。用经典物理学概念试图描述微观客体的行动势必带来本质上的含糊性,其不确定性程度由普朗克作用量子常数 h ,以海森堡不确定性原理的形式表达之。例如,若 A 及 B 是成对出现在经典力学方程中的所谓正则共轭量两物理量,在量子力学中则被认定服从其算符不对易方程

$$AB - BA = i\hbar \quad (\hbar \equiv h/2\pi)$$

的量子条件,则海森堡不确定性关系为不确定程度的乘积大于 $h/4\pi$,即

$$\Delta A \Delta B \geq \hbar/2。$$

海森堡不确定性原理包括表征微观客体的波粒二重性,成对物理量在原则上不能同时确知,或不能同时以无限精确度测量出来。1928年玻尔提出的互补概念发展了海森堡不确定性原理的哲学基础,认定自然现象服从严密因果律和用时间空间描述一切现象这两大要求互相排斥但又互相补充,得此失彼,从而把海森堡不确定原理认定为自然界的内在本质,而不是测量过程的特征。

(3) 量子力学的状态函数或态矢量 ψ 概括着单个客体(或单个复合客体)的可观测性质的总和,得据以计算各种观测结果出现的几率,从而得计算其物理量的平均值。它是观测前从过去对这个单个客体所做制备操作得到的信息或知识的总和。所谓薛定谔“运动方程”

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = H\psi$$

只是描写人们(观测者)关于这个微观客体所具有的知识随时间演变的严格数学定律,但它并不是描述客体本身在时间空间上行动的因果律,并且这个知识因果律也不能贯彻到底,每次观测都打断知识的连续演变程序,由于客体和量具间的量子相互作用而突然引进新的起始条件(所谓几率收缩或状态崩溃),抗拒任何时间空间上的描述。玻恩的几率定律

$$P = \psi^* \psi = |\psi|^2$$

只赋予态矢量以统计解释,薛定谔运动方程只是确定几率振幅 ψ 的统计知识的因果律。因此,量子力学本质上是几率振幅的理论,它只能提供出对一微观客体相继做观测所得结果之间的几率联系,只不过是某时刻的一个观测结果计算后一时刻另一观测的结果发生的几率的一个数学方法,而不能象在经典力学中那样可以用客观实在来表述。

(4) 既然观测的可能结果是由微观客体和观测仪器共同确定的,人们就不能对客体本身赋予性质,除非这个性质已在被观测到。在观测到客体的某性质之前,谈论这个性质的存在就无明确意义。真实物理性质只能为微观客体和宏观观测仪器联合在一起共同具有。在这个意义上,量子力学已对单个微观客体给出完备无遗的表述,量子力学定律对关于单个微观客体的知识来说,已揭尽一切可能有的信息。量子力学描述在原则上已揭尽可观察现象的可能性。

哥本哈根学派物理学家们不同程度地强调阐明以上诸要点,但并未取得完全一致的统一意见。例如,1971年魏扎克^[4]就否认过“不能观察到的就不存在”这种说法。他把哥本哈根解阐述为“观察到的肯定是存在的;关于不能被观察到的东西,我们仍有自由去作适当的假定。我们用这个自由去避开悖谬”(同已确定理论发生的内在矛盾)。

实际应用量子力学的物理学工作者一般只接受并运用海森堡不确定性原理及玻恩对态矢量的统计解释,而对玻尔互补概念及海森堡识别态矢量只代表观测者对微观客体所具有的知识,并不描述其时间空间上的行动等概念常持保留态度,不予深究。近期争论结果已揭示出量子事件的无

时间性及非局域性。这一基本特征正在深入研究之中。

70年代,魏扎克说过^[5],“哥本哈根解释是对的,而且是不可缺少的。但是,这一解释从来没有完全澄清过。它还需要一个解释。只有再作这个解释才能维护哥本哈根解释。”笔者认为克拉莫尔(J. G. Cramer)^[6]最近认真研究了这个问题,提出了一个初看起来能令人接受的再解释,兹在本文后部对之作一简明评述。

二、不连续性问题和非局域性问题——量子过程或事件既无时间性,也非局域性

普遍存在的作用量量子的不可分性(量子假定)意味着基本量子过程的不连续性(单个性)和微观客体与观测仪器之间在原则上的不可控制性,其后果导致严格时空描述和因果描述两者在对微观客体行动的描述中不可能同时被满足。如果承认玻尔的这一论断,那就势必要惹起如下一个独特的可能性:量子过程是一下子完成的,它不需要时间,并且它的效应或引起的关联立刻发生在整个空间上,不能定域,无需传播。晚近人们对量子现象这一特点的深入研究似乎已有所澄清,特别是克拉莫尔对哥本哈根解释的再解释靠的就是这种无时间,非局域性的虚构过程(见第三节)。爱因斯坦相对论不能容纳这种过程,它是同相对论精神截然违背的。

按照哥本哈根学派观点,微观客体和测量仪器之间相互作用的量子特征使我们不能把微观客体看成是截然分开存在的东西。据此,玻尔强调微观客体和观测环境共同决定量子事件这个整个性特征就已经表达出量子论的非局域性本质。

量子论中的非局域性问题同测量使客体的纯量子态(可观察量的各个本征态的线性迭加态)突变到测得态(本征态之一)上这个所谓态矢崩溃有密切关系。这个态矢崩溃概念首先由爱因斯坦于1928年就已指出。

近来对量子论非局域性的讨论可分为两种。第一种非局域性是把态矢解释为物理波的后果。当态矢崩溃时,它引起的改变就同时立刻发生在空间的所有各地上。这就意味着信息以无穷大速度传自各地,因为这个波被看成是物理实在波。这一类型的非局域性使人们拒绝接受薛定谔对量子态的半经典式波解释,因为它不可避免地导致这类魔术般的变化。为了取消这种简单型非局域性带来的困难,海森堡强调量子态矢只代表观测者对客体所具有的知识,人的知识当然可以突变,无需任何空间传播,这就否定了态矢的物理实在。

但是,量子力学数学形式的非局域性不止于这第一种,其本质远较此深奥。晚近多所讨论的是第二种非局域性,它是EPR型实验(见文献[1]的附录一)上的非局域性,出现在彼此相关联着的体系的分开部分在空间上分开的观测上。这种非局域性不能由态矢定义的选择而有所消失,因为它出现在实在的分部测量的结果上。

爱因斯坦不相信自然界会有超距作用的存在,在一地的事件不能立刻,或以超光速的速度,影响在另一地(相对论中的类空地点)分开出现的事件。他的直觉使他不能接受这种超快关联的存在。狭义和广义相对论也都排除有超距作用存在。因此,他说^[7]:“如果 S_1 及 S_2 是两个曾经相互作用过的客体,后来已在空间上分离很远,客体 S_1 的真实的实在局面就不依赖于对客体 S_2 所做的任何事情。”如果认为量子力学描述不完备,这两客体的行动还须决定于量子力学以外的所谓隐变量,则贝尔(J. S. Bell)发觉^[8]预言与量子力学完全相同的合理隐变量理论就不能服从上述爱因斯坦的局域性原理。

反之,符合局域性(分开性)的隐变量理论能否给出同量子力学完全相同的预言呢?贝尔定义局域性条件为:对 S_1 的观测结果只由 S_1 的观测仪器的安排及某些隐变量来决定,而与 S_2 的量具安排无关,反之亦然。任何否认有超距作用的决定论式现实合理的物理理论都服从这一局域性条件,在这个意义上这种理论可称局域性的。在这个局域性条件下,贝尔能够推出在各种成对的仪器安排下, S_1 及 S_2 的各种观测结果所应服从的不等式,习称贝尔不等式。贝尔发现量子力学预言不能完全符合这类贝尔不等式。本此,贝尔的结论是决定论式的局域性隐变量理论不能给出量子力学的全部预言,即这种理论的预言必然同量子力学的有所不同。

后来于1971年贝尔把他的局域性定义推广为:对 S_1 的某数量的测量结果不受对 S_2 选择测量什么的影响,以便也把隐变量的演化本质上是非决定论式,即随机式的情况包括进去。据此,他又能推出更为复杂的不等式,也不能完全符合量子力学的预言。因此,推广的贝尔定理便可说成:局域性的隐变量理论,不管是决定论式的抑还是随机式的,都不能给出量子力学的全部预言,即任何局域性的隐变量理论的预言必然同量子力学有所不同。

70年代,斯塔普(H. P. Stapp)^[9]假定对各种供选择的可能测量来说,每个测量都会给出一个确定的(尽管可以是不知的或随机的)观测结果。他在这个最低限度的所谓反实确定的假定下能够举例证明,在 S_1 处观测结果不依赖于在 S_2 处观测安排的选择(反之亦然)这个局域性要求同量子力学所预言的两地关联在数学上是互不相容的。在这一证明里,他没有考虑隐变量的存在。据此,贝尔定理便可进一步推广为:没有任何局域性理论(不管考虑隐变量与否)能够重新给出量子力学的全部统计性预言。如果量子力学正确,某一地方发生的事件与另一远距离地方所做实验安排的选择无关这个局域性要求就不能被满足。这就足以说明当前量子力学本质上是是个非局域性理论,牵涉到两地的类空联系或关联。一地事件能通过观测环境立刻影响另一地的事件。

那么,是局域性理论符合事实,还是非局域性的量子力学已经足够符合事实了呢?这个问题只能由实验来断定。这些年来细致的研究已能说明这类核实两地关联的实验,尽管相当困难,已是当前技术能够办到的^[10]。晚近人们已做过这类EPR型实验十余次,经过细致分析后,绝大多数准确符合量子力学的明确预言,仅有极少数曾被认为符合贝尔型不等式。据此,人们倾向于信服局域性的现实理论不能正确地描述物理世界,本质上非局域性的量子力学正确,足能为用。这样,人们就被迫或者否定EPR对实在的判据,从而放弃物理世界的实在观点,或者接受某种形式的超距作用在自然界中存在。不论选择哪一个,其所引起的哲学后果都有待研究澄清。

但是,应该指出,在直到目前所做这类实验(包括级联光子发射,电子偶素湮没,质子质子散射)的分析中,都对成对粒子发射源,分析器和探测器的效率等实际设施做了一些附加的假定。这些假定都尚不能直接检验。再者,量子力学定量预言强的关联,而贝尔不等式则给这种关联加上限度,实验的任何可想象的系统误差都会将这种强关联洗掉,从而给出符合贝尔不等式的结果。因此,与量子力学矛盾的实验结果很可能是系统误差所导致。可见,排除任何附加假定,直接测验局域性现实理论的实验仍有待设计做出,尽管这种实验将花费甚巨。

三、克拉莫尔的推迟波超前波交换解释

如果确认,如上所述,基本量子过程既无时间性,也非局域性,就有可能设想这种过程来进一步解释哥本哈根学派的正统理论。首次发明这种理论的人是克拉莫尔^[6]。这样,他就能赋予态矢量以客观实在,没有必要维护把态矢量只看成人们对客体所具有的知识这个哥本哈根学派的主观论断。

克拉莫尔的基本量子过程是受观测客体与观测体之间有物理实在波存在。这个波是受测客体所发射的推迟波和观测体吸收此波立即射回的超前波的总和，亦即受测客体发出的提供波和观测体(吸收体)回敬的响应波迭加所成类似于驻波的总波。提供波顺时间前进，响应波逆时间倒退，其正负时间抵消，故此一基本相互作用不需时间，使此两波交换的基本相互作用无时间性。这种交换可被认为反复进行足够多次，以使交换的能量和其他守恒物理量符合边界量子条件才算完成。这种超距作用自然也符合非局域性的要求。往返交换的影响所促成的体系各分开部分之间的超距关联就显示出无时间性和非局域性。但是，这种非局域性关联不能用来提供观测人之间的非局域性通信，因为当交换完成时就不再有超前波存在。

必须指出，超前波能否是物理实在久有争论，一般以其有违常理而排除。且在时间上二次的偏微分方程才有超前波解，而薛定谔方程是在时间上的一次方程，并无超前波解存在，但其复共轭或时间反演方程则只有超前波解存在，此两方程都可作为相对论性动力学的非相对论性极限(光速 $c \rightarrow \infty$)而同等存在。可见，克拉莫尔交换模型所显示的非局域性描述可与原有薛定谔方程不合，因而要求相对论性波方程的某些性质来作出解说。这就是相对论与量子论之间一种巧妙的联系，有待赏识。

在量子力学中取态矢的复共轭等效于取时间反演^[11]。这个变换使推迟波变成超前波。据此， ψ^* 便是超前的响应波，它等效于推迟的提供波 ψ 。则 $\psi\psi^*$ 就是发射客体从某一特殊方向接到的提供和响应两波合成的回波。 $\int \psi\psi^* d\tau$ 则是发射客体从空间各方向收到的这些回波的总和。 $\int \psi_1\psi_2^* d\tau$ 则可解释为发出提供波 ψ_1 的发射客体所接到的从各可能吸收体的响应波涉及到 ψ_2 所描写的终态的空间平均值。这就使任何变量 Q 的期待值可由

$$\langle Q \rangle = \int \psi_2^* \hat{Q} \psi_1 d\tau$$

算出，其中 $\hat{Q}\psi = Q\psi$ 。它可看成是当这个交换完成时，算符 $\hat{Q}$ 从提供波的各部分投出各可能 Q 数值的空间平均值。以此类推，量子力学数学形式其他方面也有其对应的解说。

在量子力学的克拉莫尔交换模型解释中，接受了哥本哈根学派解释中的海森堡不确定性原理及玻恩的统计解释($P = \psi^*\psi$)。前者是在交换过程完成时仅能使一对共轭变量中的一个定域出来的后果；后者则是发射客体所接收的回波符合玻恩几率律 $P = \psi^*\psi$ 的后果。因此，哥本哈根学派解释的这两大主体不动。玻尔的互补概念也可被容纳在这个模型解释之中，它包括：微观客体和宏观量具的整个性，波粒二重性的互补本质，以及不确定性原理是自然界的内在本质而不是测量过程的特性。这个具体模型解释与哥本哈根学派的不同处只在于放弃了态矢量只代表关于微观客体人们所具有的知识这一主观论断，以及利用这个论断对态矢量崩溃所做的主观解释。那个解释是用来消除非局域性问题，而本模型解释则在客观上就已是非局域性的了。交换模型描述不求助于任何崩溃的触发，例如人的意识等，因为是吸收体而不是观测人使态矢量的崩溃完成了，而这一过程在测量仪器的各个部分之间的任何间隔上能无需时间以非局域性方式发生了。简言之，这个交换模型解释已恢复了态矢量的客观实在性，是个对哥本哈根学派的主观解释的客观化解释，两者任人选择。显然，由于交换模型解释把态矢量作为物理实在来对待，用这个模型来解释的量子力学就是个完备的理论了，同玻尔的论断完全相合。

克拉莫尔的交换模型理论是个概念上的模型。它提供出一个办法去形象化想象复杂的量子过程，是对量子力学的一个直观解说。它对习知的量子力学佯谬能有所启示。它不但能对哥本哈根学派理论所能解释的基本实验结果同样圆满地给出解释，对哥本哈根学派理论解释欠通的实验结

果也能予以解释,可参阅原文^[6]。限于篇幅,举一例以明之,余可照此类推矣。

仑宁哥尔(M. Renninger, 1953)及德布罗意(1964)提出过一个实验来例示受测客体没有同测量仪器发生任何已知相互作用,其态矢量即已崩溃。这就被用来说明态矢量的突然崩溃可不来自客体与量具的已知相互作用。这就符合维格纳(1962)的想法:触发态矢崩溃需要观测人的意识,与原有哥本哈根学派想法有所不同了。

这个想象实验安排如下:在一个半径为 R_2 ,内面涂有闪烁层的球壳体 E_2 的中心放置一个各向同性的 α 粒子源,并在这壳体内空间上撑置与此壳同心,内面也涂有闪烁层的另一半径为 R_1 的球壳切片 E_1 ,其在中心处所包的立体角为 Ω_1 。由于原整体球壳 E_2 在中心处所包的立体角为 4π ,其不被球壳切片 E_1 所挡住的部分在中心处所包的立体角则为 $\Omega_2=4\pi-\Omega_1$ 。令 $t=0$ 时粒子源发出一个速度为 V 的 α 粒子,则这个 α 粒子将在壳切片 E_1 上产生闪烁的几率为 $\Omega_1/4\pi$;它将在球壳 E_2 上产生闪烁的几率为 $\Omega_2/4\pi=1-\Omega_1/4\pi$ 。因此,这个 α 粒子在被观察到以前的态矢量是下一线性迭加

态: $\psi = \sqrt{\frac{\Omega_1}{4\pi}}\psi_1 + \sqrt{1 - \frac{\Omega_1}{4\pi}}\psi_2$, 其中 ψ_1 及 ψ_2 分别为在 E_1 及 E_2 上产生闪烁时的态矢量。但是,

当时间处于 $\frac{R_2}{V} > t > \frac{R_1}{V}$ 时,尽管 E_1 及 E_2 都未闪烁(不可逆观测过程还未发生),观测人马上可断

定原迭加态已崩溃到 ψ_2 上了。交换模型解释则排除了在某明确时刻发生态矢崩溃的问题。它用一个无时间性的描述代替之:在 $t=0$ 时粒子源发出一个推迟的球面提供波,它先后达到 E_1 及 E_2 。粒子源发出一个 α 粒子的条件保证了只能有一个波交换能够发生,或者在源与 E_1 之间,或者在源与 E_2 之间,两者发生的几率正比于粒子源所接受的由 E_1 或 E_2 射回的响应回波(超前波)。这两个可能发生的回波强度正比于在粒子源处 E_1 或 E_2 所包的立体角。这样,一个不需时间的往返交换波过程便代替了对态矢崩溃的主观解释。

四、结 语

尽管用具体测量模型来解释哥本哈根正统量子理论是克拉莫尔首创的,试图澄清哥本哈根解释的工作则早已有多人做出,其中较成功者笔者认为是斯塔普^[12]的双重实在模型理论。

斯塔普^[9]于1971年用完全实用主义的S矩阵观点能够概括哥本哈根学派观点。一反S矩阵理论内在不完备的流行看法,斯塔普论证了量子论所能作的预言并没有超出S矩阵理论所能办到的。斯塔普认为哥本哈根解释的基础是以下四个概念:(1)应用量子论必须把基本上是统一的物理世界分成受测与观测两个理想化部分。(2)观测体系必须用经典概念来描述。(3)受测体系由一几率函数来表示。(4)这个几率函数描写观测体系对与受测体系发生各种可能测量型相互作用的各种可能响应的几率。它是受测微观客体自由度的函数。但是这些几率所确定的则是宏观测量工具的响应的几率。这就是物理学家们成功地使用量子论的方式。问题在于量子论并没有给出受测体系和观测体之间相互作用的恰当描述。实际应用中,两者之间的接连原则上靠的是实践经验来建立。

在S矩阵理论中,受测和测量两体系的区分要求制备工具与观测工具之间的关联必须用受测体系的自由度来表示。这个严厉的条件仅当宏观制备工具和宏观观测工具是分开的设备,而微观受测体系从制备处时空区域行走到观测时空区域才能满足。从整体来看,制备部分和观测部分之间必然存在着一个长距相互作用,并且这个长距相互作用必须用受测体系的自由度来表达。在S矩阵理论中,可观察量之间的长距关联由S矩阵的物理区域的奇点来支配,其极点奇点与稳定粒

子相对应。如果制备工具和观测工具之间的长距相互作用能用这个渐近为主的极点贡献来近似, 受测体系与观测体系之间的有意义的区分就办得到了。受测体系正被识别为同此极点联上的粒子。如果这个粒子在某时间间段已在实效上不受测量工具的干扰, 其贡献将能由有其渐近效应的合适 S 矩阵元来表达。因此, 量子论的全部物理内容皆存在于 S 矩阵之中。

受测和测量两体系之间的接连能够并且必须从实用的 S 矩阵观点来理解, 因为受测体系只在一个渐近极限下才能足够好地确定出来。明确的物理实体在量子论构架中只能是渐近理想化的东西。在量子论中, 物理实在包含着许多并非客体本身的组成物之间的关系。量子论中的几率是测量工具各种响应的几率, 这些响应是实在的东西。在量子论中, S 矩阵物理区域的极点支配着渐近占优势的各項, 这些极点同稳定粒子对应着。同这些极点联系着的不连续性支配着对制备和测量两工具之间关联的渐近占优势的贡献。

斯塔普在上述 S 矩阵解释的精神下最后提出他的双重实在量子论^[11]。他强调, 如果态矢量或几率函数只描写受测体系的性质, 而不描写测量工具, 则测量工具的外来影响就自然会受测体因果律的演变在测量过程中停止; 如果态矢量代表整个宇宙, 则无所谓外来干扰, 态矢崩溃即不发生。据此, 他认为崩溃的不是态矢, 而是观测者他自己分裂成各个分支, 观测者个人意识到的实在只属于其中某一分支。这个意识到的经验是和脑力过程联在一起的伴生现象。因此, 斯塔普把实在分成两种, 其一是与人无关的绝对实在, 另一是经验到的实在, 后者是个人直接经验到的各自实在。斯塔普认为他的这个实在模型调和了爱因斯坦所下完备理论描述实在局面与测量行动无关的要求和玻尔认为量子论是个物理实在的完备理论这一断言。

克拉莫尔说斯塔普的上一类模型既是非局域性的, 也是无时间性的。他把它看成是他的交换模型的前驱。但是, 斯塔普模型没有能够提供出量子事件的具体机制。克拉莫尔认为他自己的交换模型同斯塔普的模型是完全一致的, 但是却提供出斯塔普非局域性过程能运行的具体机制。可是, 既然两者都认为已完成了量子论的解释, 这个具体机制是否有必要就成为问题, 否则就难免令人有画蛇添足, 纯属虚构之感。

无论如何, 克拉莫尔是首先提出了一个描述量子事件的明显非局域性机制, 他的交换模型能够洞悉量子力学数学形式背后的实在。他的这一解释是和物理学其他领域的理解相容的。尽管这一解释不能通过实验来验证, 它对量子现象的首次直观形象化有可能在量子论中激起新观念, 新办法, 乃至新进展, 和物理学其他领域所经历过的一样。关于这一点尚有待事实的发掘来说明之。

- [1] 卢鹤绂, 《哥本哈根学派量子论考释》, 复旦大学出版社1984年出版
- [2] R. P. Feynman, *The Character of Physical Law* (MIT, 1967) p. 129
- [3] M. Jammer, *The Conceptual Development of Quantum Mechanics*, McGraw-Hill, 1966
M. Audi, *The Interpretation of Quantum Mechanics*, University of Chicago, 1973
- [4] C. H. von Weizsäcker, 见于 T. Bastin 主编的 *Quantum Theory and Beyond*, Cambridge University Press, 1971
- [5] C. F. von Weizsäcker, 见于 H. P. Stapp, "The Copenhagen Interpretation", *American Journal of Physics* **40** (1972) 1098
- [6] J. G. Cramer, *Reviews of Modern Physics*, **58** (1986) 647
- [7] A. Einstein, *Einstein Philosopher-Scientist*, P. Schilpp 主编 (1949)

- [8] J. S. Bell, *Reviews of Modern Physics*, **38** (1966) 447
- [9] H. P. Stapp, *Physical Review*, D3 (1971) 1303 及 *Foundations of Physics*, **9** (1979) 1
- [10] J. F. Clauser and Shimony, Bell Theorem, *Experimental Tests and Implications*, *Reports of Progress in Physics*, **41** (1981) 1881
- [11] E. P. Wigner, *Group Theory*, Academic, 1950
- [12] H. P. Stapp, *Foundations of Physics*, **10** (1980) 767
On the Reinterpretation of the Copenhagen "Orthodox Theory" of Quantum Mechanics
HOFF LU

The current progress on the problems of nonlocality and atemporality in quantum theory is reviewed. A critique on the transactional interpretation of quantum mechanics recently proposed by John G. Cramer is given.

湍动等离子体天体物理

● 李晓卿

(一)

等离子体是一种很不稳定的多自由度系统。由于相互作用,能量总是趋向于在各个自由度上均分,也就是说在系统内可以激发出多种模式的等离子体波,即等离子激元。等离子激元,这种准粒子,是多自由度等离子体不稳定性的元激发。根据现代观点,等离子体是足量非裸露的荷电粒子和等离子激元组成的准中性系统。

在朗缪尔引进“等离子体”这个术语(1929年)之前,天文学家已经涉猎到一些有关等离子体过程的研究。但是,由于直到50年代等离子体物理本身仍未得到长足的发展,又由于长期以来天文学家用以接收宇宙天体信息的武器主要是光学望远镜,因而原子层次的跃迁辐射理论在天体物理中占据了统治地位。到60年代,特别是70年代初,由于全波段天文学的蓬勃发展,以及对等离子体物理的更为积极的研究,等离子体天体物理才以崭新的姿态出现在广阔的天文舞台上。

在地球实验室内,等离子体现象不过是在特定环境和范围内的一种物理表现,但是在宇宙天体上,情况就大不相同。在宇宙条件下,介质的电导率非常大:在星际气体中,如果1000个原子只有一个电离的话,那么它的电导率竟和完全电离情况下的电导率相差无几。因而,这种介质就有足够的自由荷电粒子,使其表现为等离子体性质。出现这种情况的原因在于特大的天体尺度。事实上,电导率为

$$\sigma = \frac{\omega_{pe}}{4\pi} \frac{\lambda}{\lambda_d},$$

其中, $\omega_{pe} = \sqrt{4\pi e^2 n / m_e}$ 为电子等离子体频率, λ 是电子平均自由程, $\lambda_d = V_{Te} / \omega_{pe}$ 为电子的德拜波长。在宇宙条件下, λ 近似于天体尺度, λ_d 却是非常小的(例如,对星际气体 $\lambda_d \approx 700$ 厘米;对日冕 $\lambda_d \approx 0.7$ 厘米;光球 $\lambda_d \approx 2 \cdot 10^{-5}$ 厘米;脉冲星磁层 $\lambda_d \approx 0.07$ 厘米;气体星云 $\lambda_d \approx 70$ 厘米,等等),因而总有 $\lambda \gg \lambda_d$ 。这就是说,宇宙天体大多处于等离子体态。

众所周知,天体辐射的谱线有一定宽度的频带。这表明辐射的波列场不是单色波场,而是一个波包;波包的频宽和波列的平均寿命 τ 有关: $\delta\Omega \sim \tau^{-1}$ 。波列平均寿命 τ 的含义是:在经过平

● 李晓卿 中国科学院紫金山天文台副研究员。

均时间间隔 $\Delta t = \tau$ 之后, 波列的位相有明显的移动, 成为具有同样波频 Ω 但有不同位相的新波列。现在, 如果在空间同一点在相等的时间间隔 t_0 (它是 $2\pi\Omega^{-1}$ 的整数倍) 来测量这种波列的场强的话, 那么当 $t_0 \gg \tau$ 时, 由于在此间隔内波场出现过多次明显相移, 我们就会得到完全不同的测量值。这正好是随机相的物理含义: 在相同宏观条件下重复做同样的实验, 测量图像不会重现。通常 t_0 是由物理过程的特征时间来确定的。在宇宙天体上, 等离子体中过程的特征时间约为秒和不到 1 秒这一个量级, 随机相条件 $\delta\Omega \gg t_0^{-1}$ 一般是满足的。位相是随机的等离激元称之为湍动等离激元。产生随机相的原因, 不外乎是某种不稳定性。作为多粒子系统的等离子体, 具有众多自由度和多种多样可能的集合运动。各种不稳定性都可以得到发展, 波的振幅逐渐增大, 以致非线性效应使这种集合运动彼此相互作用, 类似于流体湍流中各种尺度运动之间的相互作用。在此情况下, 等离子体就过渡到湍动状态。

国际上系统而又认真地研究等离子体天体物理始于 70 年代, 研究的主要内容集中在宇宙中粒子的加速, 天体等离子体的辐射机制与不稳定性以及爆发现象。卡普兰和齐托维奇 (Kaplan and Tsytovich) 撰写的《等离子体天体物理》^[1] 和米洛斯 (Melrose) 撰写的同名著作《等离子体天体物理》^[2] 以及德·哈尔 (D. ter Haar) 等的评述报告^[3] 展示和总结了这个阶段等离子体天体物理主要研究方向和取得的成果。就现代天体物理学观点来看, 这些成果是非常诱人和富有成效的。

到 80 年代, 随着天体物理学进入到全波段天文学发展阶段, 人们开始认识到湍动等离子体波, 或湍动等离激元, 对天体物理中许多重大问题起着实质性作用^[4,5]。这些问题, 例如等离激元诱发天体自生磁场、波场和流场的耦合、等离激元加速与加热以及谱变、电磁孤波爆发不稳定性、作为天体爆发元的电双层结构等等, 都涉及到湍动等离子体的复杂的非线性过程, 正好和 80 年代科学研究的主攻方向——非线性研究合流。笔者撰写的专著《湍动等离子体物理》^[6], 比较系统地论述了我和我的合作者在这方面的研究成果。

(二)

在等离子体天体物理中, 研究者通常是对粒子动力学和麦氏方程进行直接的研究。在这种研究框架下, 有可能较好地找到给定场作用下的各种平衡态, 并能进一步研究小扰动问题。但是, 对于非线性相互作用问题, 直接研究的方法就会把一个明确的问题弄得异常复杂, 甚至很难获得较好的结果。造成这种困难的原因是: 这种研究方法把蕴含在等离子体中的众多的各种自由度自动地混杂在一起。因此, 在研究具体的非线性问题时, 我们必须采用分离自由度的研究方法, 也就是说, 把问题中所需要的自由度从极其复杂的相互作用中分离出来, 从而建立特定问题的控制方程。诚然, 以这样方式建立的自治控制方程并非是普适的, 但却是针对问题的明确而又简单的模写。在我们的研究中^[6] 可以看到, 我们所采用的这种非普适控制描述方法是非常有成效的。当然, 要从蕴含各种相互作用的动力学体系中建立特定问题的自治控制方程, 并非是一件易事。除了对动力系和问题本身有清晰的物理图像和解析认识以外, 还必须辅以熟练的处理技巧, 否则, 在确立这种控制方程时会有掣肘捉臂之感。

有时, 在研究强湍动等离子体相互作用时, 采用双流体双时标近似^[7], 这也是一种很好的模写。在宇宙等离子体中, 由于电子和质子的质量差异, 一般都存在两种基本的特征时标: 快时标 ($\tau_f \sim \omega_{pe}^{-1}$) 和慢时标 ($\tau_s \sim \omega_{pi}^{-1}$)。电磁场和双流等离子体相互作用的结果, 使得与易于流动的电子有关的场量 (密度、速度等) 会出现两种时标成分; 而对大惯量的离子, 则一般有慢时标成分,

当然也有较小量值的快时标成分。至于电磁场,存在两种时标成分都是可能的。另一方面,我们感兴趣的只是在慢时标背景上发展起来的不稳定性。在慢时标尺度上平均后,非湍动相关的快时标量为零。在这种意义上,我们可以把快时标量看成为湍动量。这样做的目的,也无非是要把问题中的主参量间特殊的相互作用突出出来,以便建立控制这种主参量行为的控制方程。在我们一系列研究中,我们大大发展和应用了这种双流体双时标近似方法,获得了许多诱人的结果^[8,9,6]。

综合上述,在我们研究等离子体天体的一系列非线性效应中,我们采用并发展了动力学控制的自洽描述和双流体双时标近似。下面将看到,这两种方法在研究天体等离激元的非线性作用问题中,是非常有成效的。

(三)

由于欧姆耗散,天体磁场如无源补充的话就会发生衰减。地球内部磁场自然耗散的时标约为 10^4 年。但古地质资料表明,地球年龄时标内($\sim 10^9$ 年),地球磁场未见明显的衰竭。太阳磁场的欧姆自然耗散的时标虽远大于太阳年龄,但观测表明,太阳磁场有周期性的极性反转。一些磁变星的情况也类似,观测到磁变星的磁场有不规则的变化。上述情况都需要借助产生磁场的机制,即所谓的自生磁场机制,才能得以解释。因此,研究天体磁场自生机制是天体物理中一个重要课题。1955年帕克(Parker)首先提出湍流发电机理论^[10],嗣后罗波兹(Roberts)等在这方面也做了很深入的研究^[11]。他们假定在某个方向上介质的密度或压力存在着梯度,以使湍流丧失镜像对称性,并且是非均匀的,结果在介质中就感应出磁场。一个原则的问题是,等离子体湍动波能不能激发出天体磁场呢?我们的研究首次给出了肯定的回答。我们从磁感应方程出发,利用湍动平均和近似各向同性的相关关系,得到了新的 dynamo(发电机)方程^[12],因而磁场被激发出来,激发源是湍动等离激元。这是一个非常有趣的结果,对此,国内同行有较深入的评论^[13]。

后来才知道,80年代初总结的一个实验结果^[3],完全证实了湍动等离激元能够诱发出磁场。这个实验立即刺激了一大批理论家去寻求在等离子体中磁场产生的机制。基于流体近似,柯洛(Kono)等提出了一种自生磁场机理^[14],但这种近似把许多重要的效应都湮没了。在动力学框架下,彼尔柯夫和齐托维奇(Belkov and Tsytovich)研究了磁场的调制激发^[15],但他们仅研究了朗缪尔纵波的情况。众所周知,在天体中存在着甚强电磁辐射,因此横电磁模激起的磁场的研究是非常必要的,尽管这个问题是非常复杂而又棘手的。我们用动力学控制的自洽方法,把横等离激元诱发出的非线性电流(直到第三级)分离出来,它是激元和粒子非线性相互作用的产物,从而这些非线性电流诱发出稳态的磁场。研究表明^[16,6,17],这种自生磁场的位形和特征由一组非线性耦合方程决定;相对于长波扰动,会出现调制不稳定:横高频泵波场激起增长的低频磁场或稳态磁场。而且还证明了,这种自生磁场一般会经受三维坍塌,使局部场强增大,甚至可达几千高斯。我们进一步对这组自生磁场方程进行数字模拟计算,得到各种磁位形和演化曲线,以便和各大天体层次的磁场进行比较,从中获得更丰富的信息。

等离子体波和宏观磁流体(MHD)运动相互耦合是天体物理中另一个重要课题;这种耦合对流体加热、粒子群加速等都有很实质性的作用。然而,这种耦合运动在相当长的时期内并没有仔细地研究^[5]。我们利用湍动场平均和相关关系,计算了等离子体介质自由能变化,从而获得了湍动等离激元所产生的应力张量,建立了动量耦合方程;嗣后笔者又推出了湍动等离激元在介质中

的传输方程^[6,18]。因此,我们最终获得了封闭的波场-流场耦合方程组^[19]。从物理上讲,类似于流体力学加上磁场后而演化为丰富得多的磁流体力学范畴,磁流体力学或流体力学加上等离激元作用后就成为波场-流场耦合方程,具有更为丰富的物理内容。众所周知,粒子的加热、加速是天体物理中至关重要的问题。长期以来,虽然人们认识到这些问题都与等离激元的作用有密切关系,但由于没有找到波场-流场耦合方程,都很难得到中肯的分析结果。观测表明,亮光斑总是位于活动区之中,它的温度比背景光略高几百度,而且其中的米粒组织也比光斑的大。我们假定在光斑区存在一种等离激元,例如阿尔芬(Alfvén)湍动等离激元,它引起加热而形成光斑。根据我们已建立起来的波场-流场耦合方程,可得到适合于问题的分析解^[19]。类似地,对于日冕加热问题,我们也从波场-流场耦合方程得到了第一个自洽加热模型,结果与观测资料相吻合^[20]。太阳风高速机制过去已进行过不少研究,但得到的速度都偏低。根据在天文单位处太阳风资料分析,有迹象表明哨声波对太阳风加速有很大作用。由于冕洞磁场基本上是开放式的,其下面的太阳大气又处于不断扰动之中(例如巨针状物等特征体就发生在冕洞区),因此可以认为在冕洞底部不断有电子束流向上喷射而激起哨声波。它在热气体中进行自洽的能量转移,同时加热气体,为高速太阳风的加速提供一种能源。我们利用导出的波场-流场耦合方程,并考虑到哨声波和电子束能量相互转移关系,便得到可用数字积分的方程组,最终求得太阳风的分布,获得了与观测相符的结果^[21]。

此外还要提及的是,童彝等人还把我们的波场-流场耦合方程用于谱斑加热研究,得到了较好的结果^[22];并且他们还把我们的湍动等离激元的发电机方程拓广到有旋转的情况,求得了自生磁场的几种类型解^[23]。

在天体(包括太阳)活动区发生爆发时,一方面要产生较强的等离子体湍动而改变该区的“大气”结构(温度、密度和波能的分布),就象氢弹爆炸时所出现的情况一样;另一方面已知热辐射谱在考虑到汤姆逊散射作用时会发生较明显的畸变,因此湍动等离激元经由康普顿散射而产生出来的高频电磁波将受到强等离子体湍动散射,也势必导致辐射谱的改变。一般来说,这种湍动散射效应远比经典的汤姆逊散射更为有效。我们考虑天体活动区湍动等离子体对辐射过程(例如康普顿过程)的强散射作用,证明了天体辐射谱有很大的畸变,这对分析辐射谱资料具有指导作用;并且还相应计算出爆后的“大气”结构^[24]。这篇论文很快地被美国要求刊登在他们办的中国物理杂志上。

对天体的瞬暂现象,例如太阳和恒星的耀斑,天体物理学家兴趣很浓。天体耀斑不同相的阶段出现增强的射电尖峰对天体物理学家很有启发性。天体耀斑过程应该和等离激元与宏观磁流体耦合运动息息相关。这种耦合运动除了我们做过的研究^[19]以外,还未见他人的讨论结果。不过,在我们1982年的那篇研究报告中,初始就假定等离子体波是具有窄波包的形式,并且基于应力张量表述框架下,得到了等离激元波包产生的有质动力(Ponderomotive force)。如果我们要处理局部区域内的瞬暂现象,那么一般地,原初等离子体波是波包的条件不一定满足;我们必须从新的角度上来研究这种复杂的耦合运动。我们利用双流体双时标近似,把各种主场量分成快、慢两种成分,分别研究电子和离子快、慢两种成分的运动方程,通过量级的分析,剔除非主值量,最后得到一组耦合的非线性方程。利用这组新建立的方程,我们研究了这种耦合运动对耀斑过程的重要作用。研究表明^[9,25],沿横向传播的横等离激元波(未扰磁场在纵向),在电流片区和磁流体运动相互耦合,会自洽地形成一种稳定结构——电磁孤波,电磁孤波通过有质动力作用而诱发出调制不稳定;开始在常磁场位近似下,这种不稳定性表现为阻抗不稳定性,当磁力线开始重联,常磁场位

不再合适时,调制不稳定就转变为爆发的局部区不稳定性,表现出一种快爆现象,其时标约为 10^{-5} 秒,这与电流片热爆实验的时标相吻合。

现在已知,电双层是等离子体中的一种局部结构,它能维持较高的电位降。电双层能起加速粒子的作用;并且如果在电双层内出现反常电阻的话,那么与电双层相联的电路中的电流就会突然中断,而把电路上贮藏的电磁能全部释放出来,这是天体的一种爆发现象。许多研究者都企图寻找电双层自洽形成及演化的机制,但都没有得到满意的结果。原因是很清楚的:他们都没有认真研究高频振荡场对低频运动的作用,而这种作用将导致调制不稳定并最终形成电双层。我们基于双流体双时标近似,研究了强湍动等离子体中电双层的自洽形成问题。研究表明^[26],电双层是一种运动的非线性实体——孤波或波包激波;典型的电双层是亚声速孤波,它由于调制不稳定而自洽形成;由于两个孤波合成时会辐射离子声波而出现反常阻抗,因此在形成的电双层区会发生内爆。这也许可以把电双层看作为宇宙天体中的电性“雷管”,或说是一种基本的爆发元。

人们设计过许多精巧实验,企图探测从宇宙来的磁单极子,但都没有获得成功。然而大统一场论却预示了应存在一种超重磁单极子。这使一批物理学家和天体物理学家再一次认真地研究有关磁单极子问题。有关磁单极子能量损失和在等离子体中的辐射,尚未见到研究报告。一方面,当自由的磁单极子穿过宇宙空间和宇宙天体大气时,它的能量损失直接与俘获它的概率相关;另一方面,实验室探测器的响应和识别也依赖于它的能量损失和辐射谱。因此,这个问题很值得研究。我们从能包容磁荷的麦克斯韦方程出发,计算运动的磁荷流对它产生的场做的功,获得了在普通介质中磁单极子的切连柯夫辐射谱^[27],它在质和量上都不同于荷电粒子的切连柯夫辐射,提出这可作为探测磁单极子的实验判据。同时研究表明^[27],缓慢运动的磁单极子在宇宙等离子体中能量损失极小:对恒星,能量损失的特征尺度近于 $L_0 \sim 10^{25}$ 厘米;对星系就更大,约为 10^{31} 厘米;对稠密的地球, $L_0 \sim 10^{10}$ 厘米,这远大于地球直径。换句话说,对一般天体,其中包括地球,宇宙磁单极子很容易一穿而过,俘获它的概率很小。但对于白矮星和中子星,我们期望有较多的磁单极子被俘获。嗣后,我们还研究了磁单极子的曲率辐射^[28],磁单极子瞬时圆周辐射^[29]。这一些工作都是探测磁单极子的实验判据。

(四)

我们前面已经说过,宇宙就是等离子体。因此,等离子体天体物理是天体物理中一门至关重要的学科。宇宙中各层次的天体中的物理过程大都与等离子体天体物理密切相关。今后我们想把已经取得的成果和研究方法拓广到遥远的宇宙空间(例如星系及形成)和近地的宇航空间(例如飞行器与周围环境的相互作用)。

自引力系统的非线性结构是宇宙天体物理学中的重要课题。自引力系统类似于等离子体:前者粒子间只有吸引力,后者粒子间既有吸引力又有排斥力。然而从金斯开始研究到现在,还未获得一种较好的描述这种非线性结构的主控制方程。最近我们处理了两成分的自引力系统,类似于处理等离子体中非线性振荡,采用了非普适的自洽控制描述的方法,把非线性“流”(直到第三级)从各种相互作用过程中分离出来。最后,我们获得了控制这种非线性结构的耦合方程,它是“引力等离子体”理论中的查哈罗夫(Zhharov)方程。研究表明^[30],相对于纵扰动存在着调制不稳定,能导致坍缩而形成薄饼状结构;在宇宙条件下,我们从理论上得到了几种典型的大尺度结构(星系团、超星系团和巨洞)的特征尺度,与观测结果相吻合。

众所周知,在电离层运动的飞行器会在近地空间激起各种等离子体波和不稳定性,的确,当阿波罗(Apollo)飞船发射时,它在电离层激起了一种大振幅的孤波^[31]。因此,对这种非稳态问题的研究是很重要的。另一方面,一些飞行器(例如导弹)常涂有吸收雷达波的隐形材料,为了探测它,研究它产生的非稳态现象就显得更为必要。然而,正如同阿尔伯特(Al'pert)所说^[32],现存理论的一个主要缺点是缺乏非稳态研究。电离层中飞行器的特征尺度 R_0 约为1米,而这里平均自由程则相当大。换句话说,我们不能把近地空间看成为碰撞频繁连续介质,动力论描述是必要的。另一方面,飞行器具有中介速度,它远大于离子热速而又远小于电子热速。在此条件下,飞行器很微弱地影响处于运动平衡的电子。因此,我们利用流体近似来描述电子运动,而用动力论来控制离子的运动,两者通过相互作用场来耦合。我们对电子运动采用双时标近似,分析得到它的慢运动,即宏观运动方程,它包含了慢场和高频振荡场的作用;同时还导出快振荡场的传输方程。然后,我们对远尾区的离子流进行动力学研究。最后通过准中性条件把两者耦合起来,得到飞行器与周围等离子体相互作用的非线性方程。研究表明^[33],具有天线系统的飞行器在电离层中可以激发起可探测到的电磁孤波,作为泵波源,飞行器上天线辐射能诱发调制不稳定性,它有一定的增长率,因而导致激发可探测到的电磁波;这种电磁孤波具有薄煎饼状结构,在纵轴方向呈标准孤波形状,并以亚声速沿纵轴方向运动,孤波区的密度是稀化的;如果飞行器是隐形的,我们可以利用探测尾流中的电磁孤波而发现它的行踪。

总之,今后一段时期内我们打算更深入更广泛地研究这两个方面的课题,其前景和预期结果是非常广阔而诱人的。

- [1] Kaplan S. A. and Tsytovich V. N., *Plasma Astrophysics*, Pergaman (1973) (中译本《等离子体天体物理》,章振大、李晓卿译,科学出版社,1982)
- [2] Melrose D. B., *Plasma Astrophysics*, Gordon and Breach Sci. Publishers (1980)
- [3] D. ter Haar and Tsytovich V. N., *Physics Reports*, **73c** (1981) 175
- [4] 李晓卿,南京大学学报(自然科学版),1983年第三期,461
- [5] Priest E. R., *Solar Physics*, **104** (1986) 1
- [6] 李晓卿著,《湍动等离子体物理》,北京师范大学出版社(1987)
- [7] Захаров Б. Е., *ЖЭТФ*, **62** (1972) 1745
- [8] Li Xiao-qing, *Astrophys. Space Sci.*, **112** (1985) 13
- [9] Li Xiao-qing and Wu S. T., *Laboratory and Space Plasmas* 239-265 (H. Kikuch ed.), Springer-Verlag Publishers, New York, N.Y. (1989)
- [10] Parker E. M., *Astrophys. J.*, **122** (1955) 293
- [11] Roberts P. H. and Stix M., *The Turbulent Dynamo*, Tech. Notes, NCAR/IA-6, 1971
- [12] Li Xiao-qing and Song Guo-xuan, *Astrophys. Space Sci.*, **76** (1981), 13
- [13] 彭秋和,《自然杂志》,4卷5期(1981),354
- [14] Kono M., Skoric M. M. and D. ter Haar., *J. Plasma Phys.*, **26** (1981) 123
- [15] Belkov S. A. and Tsytovich V. N., *Soviet Phys. J ETP*, **49** (1979) 656
- [16] Li Xiao-qing and Wu S. T., *Bull. Am. Astron. Soc.*, **18** No. 3 (1986) 852
- [17] Li Xiao-qing., *Proceedings of the third China-Japan Workshop on galaxies* (S.L. Cao et al. ed.), (1987) 64
- [18] 李晓卿,《天文学进展》,2(1984) No.4, 283
- [19] Li Xiao-qing and Song Mu-tao., *Solar Physics*, **75** (1982) 83
- [20] Li Xiao-qing, Zhang Zhen-da and Zhang, You-yi, *Solar Physics*, **91** (1984) 289
- [21] 章振大、黄佑然、李晓卿,天文学报, **23**(1982)No. 2, 102
- [22] 童彝、堵锦生,天文学报, **25**(1984), 382
- [23] Tong Yi, Lu Sheng-zhi, Mao Xin-jie and Han Jiling, *Astrophys. Space Sci.*, **113** (1985) 303
- [24] 李晓卿、章振大,天体物理学报, **1** (1981) No. 4, 301
- [25] Li Xiao-qing and Wu S. T., *Proceedings of the second symposium on plasma-wave and plasma-matter interactions*. Vol. 1., 25 (1988)
- [26] Li Xiao-qing, *Astrophys. Space Sci.*, **112** (1985) 13
- [27] Li Xiao-qing, *Astrophys. Space Sci.*, **123** (1986) 125
- [28] 李晓卿、李中元,空间科学学报, **5**(1985), 161
- [29] 杨千里,江西科学, **4** (1985) No. 4
- [30] Li Xiao-qing, *Astrom. Astrophys.*, 1989 (已出校样)
- [31] Bakai A. S., Kuperov L. P. and Solodovnikov G. K., *Soviet J. Plasma Phys.*, **3** (1977) 572
- [32] Al'pert Ya., *The Near-Earth and Interplanetary Plasma*., Combridge Uni. Press., 1983
- [33] Li Xiao-qing., *Astrophys. Space Sci.*, **153**(1989)311

均相互贯离子交换树脂

● 徐和德

一、发 展 简 况

互贯离子交换树脂的概念最早于1960年由Millar等人提出,他们合成了一系列交联度不同的互贯磺酸树脂,详细地研究了 4.5×4.5 即第一和第二聚合物网络的交联度都是DVB4.5%的互贯磺酸树脂的热力学和动力学性质。实际上Hatch等人比Millar更早于1957年就已经报道了有关互贯两性树脂的合成和性能研究,只是Hatch没有用互贯树脂(IPN)的名称,他是用“蛇笼树脂”来称呼这类树脂。后来Тростянская详细地研究了“蛇笼树脂”,认为这个名称不妥,因为按Hatch的方法把聚丙烯酸贯入 201×7 强碱树脂的基体网络中,这样的聚丙烯酸就该象一条蛇被关在 201×7 树脂的基体网络笼中。但当把这种树脂研成极细粉末,并用酸和碱反复抽提时,在抽出液中无法检出有任何溶解的聚电解质存在。实际上主要是由于聚丙烯酸对 201×7 树脂网络发生了互相缠绕作用^[1],这相当于附加的交联作用,使聚丙烯酸不能被洗出,同时也提高了树脂的机械强度并降低了它的膨胀系数。

互贯离子交换树脂的定义是由互贯聚合物网络为骨架的离子交换树脂,这种互贯骨架是由两个聚合物网络或一个聚合物网络与一个线型聚合物互相缠绕而成。前者称为全网,后者称为半网互贯树脂^[2]。互贯树脂也可简单地分为均相和多相两大类。Kolarz等人曾用大孔交联聚苯乙烯珠体吸收含有甲基丙烯酸,二乙烯苯,正辛烷及引发剂的混合液,经加热聚合制得多相互贯树脂,这种树脂的互贯程度主要决定于基体相聚苯乙烯珠体的交联度,当交联度大于13%时则很少有互贯作用发生。这类树脂由于有基体相的保护,聚甲基丙烯酸可以采用低交联而达到兼有高内扩散系数,高强度和稳定性及很低的胀缩系数。我们^[3~5]也曾研制聚氯乙烯和聚苯乙烯的多相互贯树脂,经胺化后制得的弱碱树脂具有较高选择性,这类树脂可以通过调节交联度和稀释剂等以达到控制作为分散相的聚氯乙烯相区域大小,这种相区域大小的控制对制备可用二氧化碳再生^[6]或热再生^[7]的两性树脂是非常有用的,这将使离子交换法的脱盐技术发生革命性变化。本文主要论

● 徐和德 华南师范大学教授。

述均相互贯离子交换树脂包括全网和半网两大类。全网均相互贯磺酸树脂我国已有小批量生产，例如南开大学化工厂生产的001×7×7磺酸树脂。半网均相互贯树脂国内尚无生产，国外报道的这类商品树脂主要有Retardion 11A8是美国Dow化学公司出品的，主要应用于盐和非电解质的分离，下面介绍我们对这二类树脂研究的主要结果。

二、均相全网互贯磺酸树脂

1. 互贯磺酸树脂的结构和性能^[8]

为了要检验这类树脂的结构，合成了 $10 \times n$ 和 $n \times 10$ 两系列树脂， $10 \times n$ 是指第一次聚合物交联度为10%，第二次的交联度为 $n\%$ ， n 可为1，2或4。这些树脂的物理和化学性质列于表1^[8]。从表1可以看出 $n \times 10$ 系列树脂的持水量和膨胀系数皆大于 $10 \times n$ 系列，而容积交换容量和强度则都小于 $10 \times n$ 系列。这表明 $10 \times n$ 系列树脂各种性能皆优于 $n \times 10$ 系列。

表1 互贯磺酸树脂的物理和化学性质

交联度 %	两网 重量比	持水量 g/eq	Na ⁺ →H ⁺ 型 膨胀系数%	容积容量 eq/L	强度 g/bead
1×10	1:1.6	224	7.4	1.85	250
2×10	1:1.6	198	7.0	1.96	270
4×10	1:1.6	152	6.9	2.22	300
10×1	1:0.6	114	1.8	2.34	370
10×2	1:0.6	110	3.1	2.34	340
10×4	1:0.6	109	3.0	2.39	340

表2 互贯树脂和标准凝胶树脂持水量

	互贯树脂		标准凝胶树脂		持水量差 g/eq 相同 DVB%
	DVB% 平均值	持水量 g/eq	DVB%	持水量 g/eq	
1×10	6.5	224	6.5	250	26
2×10	6.95	198	6.95	228	35
4×10	7.7	152	7.7	205	47
10×1	6.5	114	6.5	250	136
10×2	6.95	110	6.95	228	118
10×4	7.7	109	7.7	205	96

表2的数据表明，在相同的DVB%条件下， $n \times 10$ 系列的互贯树脂持水量与标准凝胶树脂持水量之差值随 n 增大而增大，但 $10 \times n$ 系列树脂则相反，随 n 增大差值降低。这结果可以初步作如下解释： $n \times 10$ 系列随 n 增大持水量差值也增大，是由于第二聚合物网络对第一网络的机械填充作用增强所引起，而 $10 \times n$ 系列随 n 增大持水量差值下降则是由于互贯缠绕作用随 n 增大而下降的结果。总的来说， $10 \times n$ 系列的互贯缠绕作用皆大于 $n \times 10$ 系列。正如图1(a)所示 $n \times 10$ 系列树脂互贯度低，主要是机械填充作用的结果，而图1(b)表明 $10 \times n$ 系列树脂互贯缠绕程度高，因此表现出一系列优良性质。

为了进一步检验图1所示结构的可靠性，我们对这些树脂作了热分析，结果如图2所示，

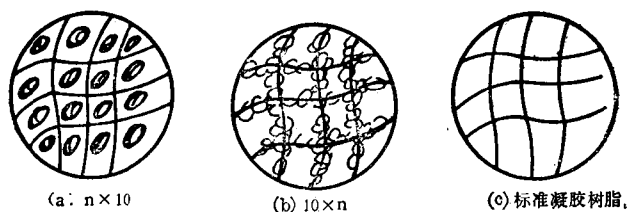
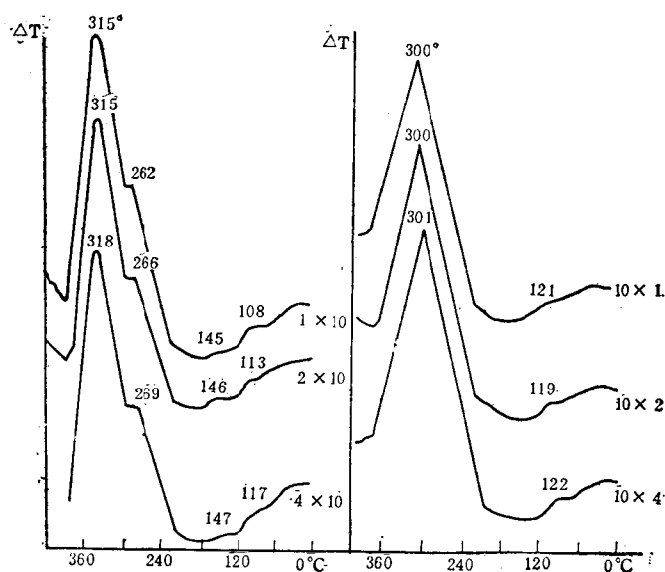


图1 几种树脂结构示意图

图2 $n \times 10$ 和 $10 \times n$ 树脂的热分析曲线(DTA)

$n \times 10$ 系列的树脂都出现 2 个 T_g 和 2 个 T_{ox} , 表明这系列树脂互贯度低, 第一和第二聚合物网络基本上是互相独立的, 其持水量与相同 DVB% 的标准凝胶树脂比较接近。而 $10 \times n$ 系列树脂则都只有 1 个 T_g 和 1 个 T_{ox} , 表明这种树脂互贯缠绕程度很高, 第一和第二网络已很难独立活动, 因而这种树脂的持水量与相同 DVB% 的标准凝胶树脂相比下降甚多。我们可以用一个简单的公式来描述互贯度和表观交联度的相互关系:

$$\text{表观交联度 \%} = \text{DVB\%} + \text{互贯度 \%} \quad (1)$$

互贯度是指由缠绕作用所引起的对表观交联度的贡献。显然这里忽略了由于填充作用所引起的表观交联度增加, 因为这种作用与互贯缠绕作用相比是很小的。从表 2 和公式 (1) 我们可以写出这些树脂的互贯度大小有下列顺序:

$$10 \times 1 > 10 \times 2 > 10 \times 4 \gg 4 \times 10 > 2 \times 10 > 1 \times 10$$

2. 互贯磺酸树脂的热力学性质

(1) 平衡常数的测定^[9] 测定了 2 种标准凝胶树脂和 5 种互贯树脂的阳离子交换平衡常数, 这些树脂都先按常规转为氢型备用, 这些树脂的基本性能列于表 3。

进行离子交换反应的溶液总浓度为 0.100 N, 从交换反应前后在溶液中及树脂相各离子浓度变化可求出选择性系数, 对等价离子交换反应此即为平衡系数 k , 对不等价离子反应则按 Mak-Иннес^[10] 方法校正活度系数后可求得平衡系数 k , 平衡常数 k 是按公式 $\ln k = \int_0^1 \ln k d\bar{X}_{M^{+}}$ 通