

这些相关解调中,存在两个缺点:光通量很小,及其相关解调过程中,再一次由于孔形的有限尺寸而降低分辨率.为了克服这些困难,现采用透镜列阵的方法进行反向成像[图10(b)].显然,能增加通光量并消除解调过程中的分辨率下降.

这时应满足解像条件(17)和成像关系

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f}. \quad (18)$$

因此,分层成像条件为

$$m_i = \frac{f}{a}. \quad (19)$$

图11是用 $\phi 50$ 、 $f 200$ 透镜的离焦系统所得的分层像.

五、结 语

非相干光编码孔分层成像,假彩色分层,光计算机分层和反向投影几种方法均基于相关解调.但前两种系统用于全息滤波器,它的制作和工作性质带来一定问题,因此成像质量较差.但彩色分层具有彩色像特点.后两种方法的像质较好.装置也最简单而且与光源波长无关.透镜列阵又能大大提高成像亮度,因此突出的优点是不需像变换管就可能实现实时动态显示,

图12是一种已成功的实验方案.由于应用电视系统,可以在电信号中进行阈值或非线性模拟处理,以提高信噪比.

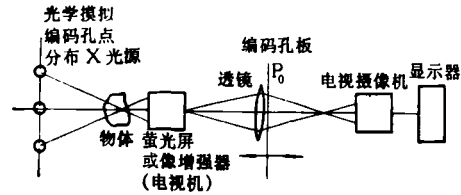


图12 实时处理模拟系统

由于无冗余点分布自相关函数有许多旁瓣,因此存在一定噪声,为此提高信噪比和深入研究点分布函数都是急待进行的.更进一步的工作是要在X光机上做实物判断.

本工作由王之江同志提出并具体指导.

参 考 文 献

- [1] D. Meyer-Ebrecht, *IEEE Spectrum*, **14**(1977), 46.
- [2] E. Kloz et al., *Opt Commun.*, **11** (1974), 362.
- [3] H. Weiss et al., *Optica Acta*, **24**(1977), 305.
- [4] 王之江, *国外激光*, 11(1977), 1.
- [5] H. Weiss et al., *IEEE Trans. Comput.*, **C-24** (1975), 391.
- [6] E. Klotz et al., *Appl. Opt.*, **15** (1976), 1918.
- [7] M. Golay, *J. Opt. Soc. Amer.*, **61** (1971), 272.
- [8] J. W. Goodman, *Introduction to Fourier Optics*, (1968), 163.
- [9] M. Monahan et al., *PIEEE*, **65** (1977), 121.

发展中的强流离子光学

方 锦 清

(中国科学院原子能研究所)

一、引 言

在近代科学技术的众多领域和工业中,各种等离子体离子源及离子束技术获得了广泛的应用,并正在大力研究和发展中.例如,各种粒子加速器,受控聚变研究、静电离子空间推进器、电磁同位素分离器、离子注入机、离子束加

工新工艺、表面科学、材料科学等等领域中,离子源及离子束都是关键设备之一和不可缺少的研究手段,意义十分重要.

值得注意的是,奇妙多彩的离子束不论在何种领域的应用,普遍感兴趣的重要课题,就是离子束的离子光学特性.由于近代科技发展和人类对能源的紧迫需要,例如在受控聚变研究中,要求强流离子束连续注入高达几十至百安

培以上,能量在几百至千电子伏以上;在强流脉冲离子加速器中,则要求在几至几十微秒中产生几十至几百千安培以上,能量达几百千电子伏以上的离子流等等。这些跟弱流离子光学有着本质的区别,因此十多年来迅速地发展起来一门新的学科——强流离子光学,并取得了鼓舞人心的进展。1978年在美国普林斯顿大学的托克马克PLT装置上采用强流双潘宁源及中性束注入技术,实现聚变的“点火”温度达到六千万度。稍后又增加了二条注入线,束功率提高到2.5兆瓦,获得了更高的离子温度。因此强流粒子束注入被认为是极有希望实现受控聚变的重要技术关键和研究手段。

已经有许多国家,如美国、英国、日本等,从六十年代开始,特别是七十年代以后,大力开展强流离子光学研究,利用现代高精度、高速度和高存储量的数字电子计算机,从理论到实验作了系统的研究,使这一学科的面貌焕然一新^[1-5]。国内从1976年前后也开展了强流离子光学研究,对大型电磁分离器型离子源和强流双潘宁离子源进行了数值模拟,并对一维、二维鞘层理论进行了一定的研究^[6-7],工作正在深入之中。

目前,强流离子光学正处在迅速发展的崭新阶段,它将为各种离子源和离子束技术的应用开拓更加广阔的前景。

二、离子光学的简单理论

我们在此仅作简扼的评述。这方面理论主要是研究几种规则的电极系统中空间电荷限制下的离子流的解析解和离子光学的简单特性。通常有三种规则的电极结构:平板电极、同轴圆筒电极和同心球面电极。Child和Langmuir等人作过这些理想电极之间的空间电荷限制下电流的求解问题^[8-9],Pierce和Brewer等人研究过皮尔斯电极的简单理论^[10-11]。由于电子光学发展较早,这些理论首先应用于电子流的情形,然后才推广到离子流的情形。因此这些理论有较大的缺陷,因为这些理论基于以下三个主要

物理

假设:一假定发射面固定不变;二是假定发射面上粒子初速度为零;三假定发射面上电场为零。这三条假定对电子流情形近似性较好,但对离子流情形实际上并不符合。只是在一定近似条件下,可从定性上提供离子流及离子光学特性与引出参数等变化关系,对实验分析有一定的用处。有兴趣的读者可参阅有关文献^[8-11]。

对于离子源中实际使用的非规则的三电极系统的离子光学特性,国内外都做过一些近似分析,但我们需要指出:这些简单理论基本上没有很好考虑强流离子束之间的相互作用机理、空间电荷效应和各级电极上引出缝(孔)的边缘效应等引起的非线性离子光学特性,也没有反映实际离子发射面的物理特性变化及其对离子光学特性的影响,以及强流离子束的传输特性等等,而这些方面恰恰是很重要的,也正是强流离子光学要解决的主要课题。

三、强流离子光学的物理基础

强流离子光学研究,从理论上主要是联立求解三个基本方程:电位的非线性泊松方程、离子在电磁场中的运动方程和离子流连续性方程;或者可以等效为联立求解两个与时间无关的非线性偏微分方程,即Poisson-Vlasov方程组。因为每个方程都不能单独求解,且彼此牵制,所以必须联立求它们的数值自洽解。

各种等离子体离子源基本上划分为两大区域:一是源等离子体产生区;二是从源等离子体中引出离子束的引出-加速区域。前者的研究与等离子体物理、原子物理和气体放电物理等密切相关。通常由于其中物理过程的复杂性,只有在一定的物理模型下,并对于理想电极情形才能近似地研究源等离子体物理特性的解析解,例如一维鞘层理论等。但是对于实际电极的引出加速区域,由于方程组的非线性特点,目前基本上采用计算机的数值模拟方法。

物理模型要解决的一个关键问题,就是如何确定上述两区的一个重要的交界面,即离子发射面(简称弯月面)。因为弯月面是离子光学

中最活跃的因素之一，它随着等离子体参数和外场的变化而变化，起着离子光学的第一透镜作用，对离子束聚焦或散焦有重要的影响。

这里我们有必要阐述强流离子光学中几个重要的物理概念、物理模型及其物理图象。

1. 离子发射面(弯月面)和自洽弯月面

强流离子光学与强流电子光学的根本不同点之一就在于：电子光学中发射面就是阴极，且形状和位置是固定不变的，但是离子光学中离子发射面就是发射离子的等离子体边界面，它是等离子体鞘层边界面的一部分，其形状和位置不是不变的和唯一的，是随源参数和外场而变化的。在认为源等离子体是等电位体的情况下，弯月面内外的电场为零。当离子从弯月面出来，进入引出电极的加速区域中，引出的离子流密度应由空间电荷限制的三分之二次方定律所确定。为了维持弯月面上电场为零的稳定条件，应使引出的离子流密度等于弯月面上发射的饱和离子流密度，否则弯月面将自动调整其位置和形状重新达平衡条件为止。由此条件我们可以画出如图 1,2 所示的弯月面变化的物理图象。显然，弯月面形状的内、凸、平三种变化对离子束聚焦或发散有重要作用。必须指出：实际上源等离子体并非完全是等电位体，弯月面上电场应有一定的分布、离子速度也有一定的分布。因此，弯月面的特性将比上述更为复杂，应由电位、电场、离子流密度和离子速度分布四个物理量来共同表征。至今主要从理论上通过研究鞘层理论和强流离子光学的数值模拟来确定弯月面特性和寻找自洽弯月面。

所谓自洽弯月面就是指，在电位、离子轨迹

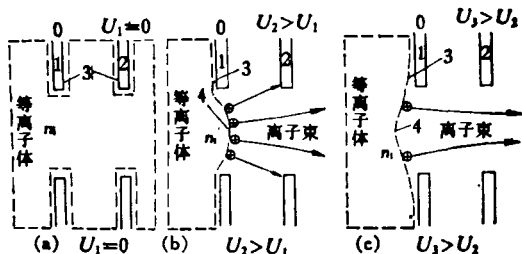


图 1 在离子密度 n_1 不变下，弯月面随引出电压 U 的变化

$U_{1,2,3}$ 表示不同加速电压；1 为等离子体电极；2 为加速电极；3 为鞘层；4 为等离子体发射面(弯月面)

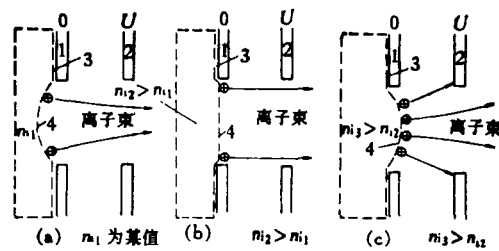


图 2 在引出电压 U 不变下，弯月面随离子密度 n_i 的变化

和空间电荷密度三者数值求解都已达到自洽之后，弯月面上某些特征物理量(如电场或离子流密度)根据鞘层理论所确定的理论值与数值模拟的计算值两者满足到一定的相对误差要求，这时的弯月面就称为自洽弯月面。

2. 一维等离子体鞘层理论

为了从理论上确定弯月面特性，必须研究鞘层理论。为此，可以在一定的物理模型下导出通常称为的等离子体鞘层方程。采用的物理模型不同，鞘层方程亦有差别。因为放电室结构和电离机制的复杂性，一般难以精确求解，只能在理想情况下和某些假设下才能求解一维鞘层方程的分析解。这方面已有不少文献，迄今这一领域的研究还很活跃。不过目前美国主要采用 Self 提出的一维鞘层理论^[12]，他是用数值法求解了无限长平行板之间无碰撞等离子体鞘层方程，给出离子鞘层特性。其主要假设有：(1)忽略了等离子体之间的碰撞；(2)假定电子密度分布服从麦克斯韦-玻耳兹曼分布；(3)假定每秒钟在单位体积中的离子产生率为： $G = \nu n_{e0} g$ ，其中 $g = \exp[\gamma(eU/kT_e)]$ ， n_{e0} 为等离子体中心处的电子密度， $\gamma = 0, 1, 2$ 三种情形。由此导出适于数值分析的归一化的鞘层方程为

$$\frac{\alpha^2}{4} \left(\frac{d\eta}{ds} \right)^2 = 2 \int_0^\eta [\eta(s) - \eta(\sigma)]^{1/2} e^{-\gamma\eta(\sigma)} \cdot \frac{d\sigma}{d\eta(\sigma)} d\eta(\sigma) - (1 - e^{-\eta}) \quad (1)$$

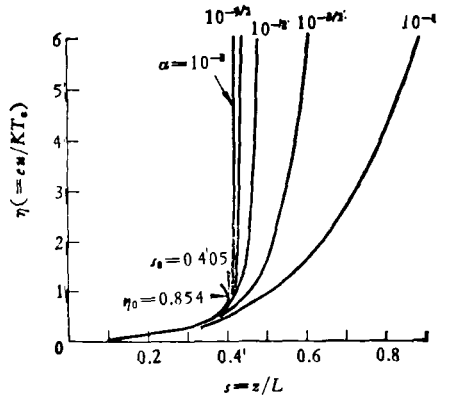
用数值方法求解后，得到的主要物理结果为：(1)等离子体鞘层电位特性如图 3 所示。(2)在鞘层内任一点的离子流密度

$$J = \left(\frac{2kT_e}{M}\right)^{1/2} en_0 I(\eta),$$

其中

$$I(\eta) = \int_0^\eta \exp(-\gamma\eta) \frac{ds}{d\eta} d\eta.$$

(3)可求得具体电极系统中鞘层内的电场、离子平均能量等。因此，对一个既定的电极系统可以从 Self 的数值结果确定经典鞘层边界上物理特性。若选择的弯月面位置不同，自然物理特性的数值就不同。



$$\eta = \frac{eU}{kT_e}, s = \frac{z}{L}, \alpha = \sqrt{2} \frac{\lambda_D}{L}, L = \frac{1}{v} \left(\frac{2kT_e}{m}\right)^{1/2},$$

λ_D 为德拜长度, (s_0, η_0) 为经典鞘层边界

图 3 $r=1$ 时等离子体鞘层电位特性

我们在研究强流离子光学时，觉得应用上述理论，对我们的具体情况并不方便，特别是在寻找自洽弯月面时带来麻烦。为此，我们提出一个简单的物理模型^[6]，除采用上述(1)，(2)假设外，并假定所有离子从等离子体中心区以相同初速度 v_0 进入鞘层边界，在鞘层区的电场加速下，朝放电壁运动；而电子则作减速运动，只有能量较大的电子才能到达放电壁。我们根据电位的泊松方程、离子运动方程和离子流连续性方程，对于无限长平行板情形导出一维等离子体鞘层方程为

$$\frac{d^2\eta}{ds^2} = \left(1 + \frac{2kT_e}{mv_0^2} \eta\right)^{-1/2} - \exp(-\eta). \quad (2)$$

方程的稳定解条件为： $mv_0^2 \geq kT_e$ 。由此求得归一化电位的简单近似解为：

在 $mv_0^2 = kT_e$ 时，

$$\eta = 6/\xi^2;$$

物理

在 $mv_0^2 > kT_e$ 时，

$$\eta = \eta_w \exp\left[-\left(1 - \frac{kT_e}{mv_0^2}\right)^{1/2} \xi\right].$$

这里 $\xi = x/\lambda_D$; η_w 为放电壁的归一化平衡电位。该一维鞘层理论也可求得鞘层中的电场、离子流密度等。同样也求得了圆柱坐标下的一维鞘层特性。应用这个理论可以方便地选择弯月面位置 ξ ，并根据等离子体参数来计算和寻找自洽弯月面特性。自然这个物理模型也是理想化的，其中离子单能的假定尚需进一步改进。

3. 二维等离子体鞘层理论

在强流离子光学的数值模拟中，实际上在等离子体电极中由于引出缝(孔)的存在导致缝(孔)的附近存在二维鞘层特性。我们在[7]中初步研究了二维鞘层特性。我们还研究了包括较多物理过程的物理模型，主要考虑了电子束对源等离子体的作用和反常电子等因素对鞘层特性的影响。假定源等离子体中同时存在两种不同分布函数的电子，即麦克斯韦分布(简称M分布)和 Druyvesteyn 分布(简称D分布)，认为反常电子服从D分布。由此研究了平板热阴极下引出缝附近的二维鞘层理论。图4给出了该理论的物理图象。导出的二维等离子体鞘层方程为

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2\eta}{\alpha\xi^2} + \frac{\partial^2\eta}{\alpha\xi^2} &= (1 + \alpha) \left(1 + 2\eta \frac{kT_e}{Mv_0^2}\right)^{-1/2} \\ &- \alpha\eta_c^{1/2}(\eta_c - \eta) - \alpha_M e^{-\eta} \\ &- (1 - \alpha_M) e^{-\gamma\eta^2}, \end{aligned} \quad (3)$$

其中 α 为电子束中电子密度与 n_{e0} 之比； α_M 为 M 分布电子密度与 n_{e0} 之比； γ 为 D 分布电子中简化系数； η_c 为阴极归一化电位。由此求得上述方程归一化鞘层电位的二维近似分析解为：

$$\begin{aligned} \eta &= [6(1 + w^2)] / (\xi + w\xi)^2 \left\{ \frac{3}{2} (1 \right. \\ &+ \alpha) \left(\frac{kT_e}{Mv_0^2}\right)^2 - \frac{\alpha_M}{2} + \gamma(1 - \alpha_M) \\ &\left. - \frac{3}{8} \frac{\alpha}{\eta_c^2} \right\}, \end{aligned} \quad (4)$$

其中 w 为边界条件所确定的系数。该理论还求得鞘层中的电场、离子流密度、离子初速度等计算公式。据此理论只要选择弯月面的位置和已

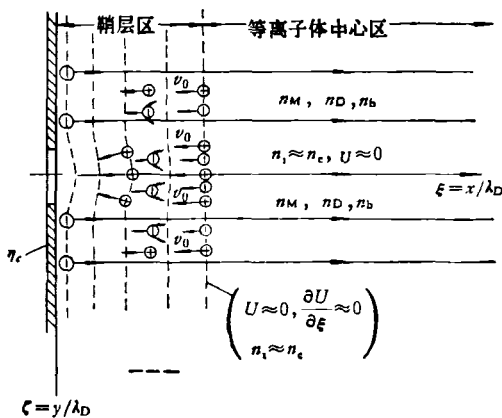


图4 电极引出缝附近等离子体鞘层的物理图象

知等离子体参数及边界条件就可以确定弯月面的二维特性，并且可以较详细地研究各种情况下鞘层特性与物理参数等关系。不过这个理论采用的单能离子模型尚待改进，二维问题主要不是物理上困难，更多地是碰上数学上求解二维非线性偏微分方程的困难，需要深入探讨。

4. 弯月面的处理方法

在数值模拟中已对弯月面的处理提出四种方法：(1)将弯月面固定不变，并假定弯月面上电场和离子初速均为零，也不考虑附近电子分布的影响，这是早期做法^[1]。(2)提出寻找自洽弯月面的计算方法^[2-3]。将弯月面选在经典鞘层边界上，利用一维鞘层理论^[12]来确定弯月面特性，此法比(1)法有较大的改进。但是忽略了引出缝(孔)附近的二维鞘层特性。(3)通过数值方法间接考虑了弯月面的二维特性^[4-5]。此法回避了从理论上分析求解十分困难的非线性二维鞘层方程，保守地将弯月面选在远离放电壁约100个德拜长度处，比经典鞘层边界远了十几倍，于是近似忽略缝(孔)的影响而采用一维鞘层理论确定弯月面特性，鞘层区和引出-加速区均用数值方法求解，这样计算量和程序大大增加和复杂化了，而且实质上并不能完全解决二维鞘层特性。优点是整个计算过程不用求自洽弯月面。(4)我们采用一维、二维鞘层理论，用解析法确定弯月面特性，比(3)法大大减少计算量，对目前国内机器状况是有利的，同时将二维鞘层特性近似考虑进去了。其计算结果与实验

结果比较，如对大型电磁分离器离子源束发散角相吻合到65%左右，现正在国产TQ-6机上作进一步研究。

5. 离子横向速度的处理方法

通常可以忽略掉离子温度效应和碰撞影响。但有时采用近似处理方法。如美国采用在平行于发射面方向赋予离子横向速度，即假定具有向加速极方向的漂移速度的麦克斯韦离子速度分布^[3-5]，然后计算离子平均初始速度；或用一维碰撞等离子体鞘层理论来确定。日本则采用从发射面各点上以与该面垂直的方向为轴，发射出由天顶角 $\theta = \arctan(T_i/3.5T_e)^{1/2}$ 决定的圆锥状的粒子，一般以 $+\theta$ 和 $-\theta$ 方向发射出的离子束来表示横向速度的影响^[13]。我们采取在发射面上赋予离子热速度大小的横向速度，特别是对靠近发射面边缘的一些离子给以横向速度的微扰处理。实际上以上几种做法都缺乏严格的统一理论，因此十分需要深入研究更好的物理模型和机理，以便提供更符合实际的鞘层理论。

四、数值模拟方法和技术

我们在此仅作概略评述。首先求解电位的泊松方程有两种方法：一是有限元方法^[14]，在计算复杂的边界时此法较灵活；二是有限差分方法^[3-5]，此法 ORNL (橡树岭国立实验所) 和 LBL (劳伦斯伯克利实验室) 都做了较好的研究。

离子运动方程是通过计算大量的离子轨迹来间接求解的。方法可采用欧拉法，泰勒展开法，龙格-库塔法和积分方法等，具体视精度要求和机器状况决定。发射面的边界条件和初始条件由上述鞘层理论和具体源等离子体参数所确定。网格点上的空间电荷密度是在求解离子轨迹的同时，根据离子流连续性原理，按轨迹所带的电量对网格内各网格点的贡献来分配的，这一计算尚缺乏精度很好的方法。

整个数值求解基本方程组最终要求达到电位、轨迹和空间电荷密度及弯月面同时自洽为

止。ORNL 等对程序作了仔细的研究^[4]，认为采用“加速低张弛均匀化”方案较好。此外，正在研究同时包括离子束和中性束在内的一整套程序^[15,16]，以便研究更多的物理过程。但至今尚无自动寻找最优化的强流离子光学系统及其最佳特性的更完善的计算机程序，有待深入研究。

五、目前研究概况和发展趋向

除了鞘层理论、计算机方法等正迅速发展之外，现已研究了内容广泛的强流离子光学问题，并取得较好的结果。

1. 源等离子体主要参数的影响^[17]

导流系数和离子温度是影响离子光学的两个最主要参数。对低发散度的离子源，离子光学主要受象差支配，而不受发射度的限制。理论计算的发散角与导流系数之间的V形关系与实验结果基本符合。随着离子温度增大发散角增大但透明度减少。据此，建议最好研制由发射度占主要的离子光学系统，以克服象差的影响。

2. 等离子体发射孔形状的影响^[18-19]

美、日对此都做了详细研究。计算表明：发射孔有外切口的圆柱孔比圆柱直镗孔具有较小的发散角。这是因为前者较好地消除了径向象差和空间电荷力的缘故。ORNL 还研究了等离子体电极上套有绝缘器并加预加速电压时对束发散的影响，这个措施可进一步减少束发散。

3. 研究最佳离子光学系统

不仅已研究了单级和二级的加速系统，而且对多级加速系统产生很大的兴趣。这是因为在受控聚变实验堆及未来功率堆中，为了确保等离子体加热功率、“束渗透”、点火和燃料补充及堆材料的研究，急需强流高功率高效率的粒子注入器，为此采用多级加速可尽量减少能量高达几十至150千电子伏以上的离子束密度在传输中的损失，且有一个极小的束流漂移空间和最佳离子聚焦系统以及较高的最佳导流系数。CLM，(卡勒姆实验室) LBL，ORNL 等

都研究了多级最佳离子光学系统。由于电位比和纵横比的调节余地更大，因此多级系统较单、二级系统的性能更好。

4. 等离子体密度波动即色差的影响^[20]

这是普遍关心的一个重要问题，与等离子体振荡问题相关。初步研究表明：当密度波动增加时，发散度大大增加了，若纵横比越大，光学特性就越坏。ORNL 对双潘宁源要求密度波动小于20%，否则色差对最小发散度的贡献比球差的贡献大得多。这个限制量随不同源型及几何特性将有差异。从我们研究的鞘层理论可知：反常电子的存在导致鞘层内电荷密度分布不均匀，而反常电子比例的涨落是振荡的原因之一。

当前，在一些国家的热核研究和发展规划中，把强流粒子源作为极重要的环节加紧研究，从而大大促进了强流离子光学的发展，其他各种领域对离子源和离子束技术的急需和研究，都必将更大地推动这门学科飞跃发展。

从目前看，本学科主要发展趋向大致是：

(1) 深入研究完善的物理模型，努力解决二维、三维的等离子体鞘层理论等，同时实验技术上也要做重大的努力以推动理论研究。

(2) 研究在同一离子光学系统中不同荷质比的离子对离子光学的影响；研究实际存在的三维的离子光学系统；深入研究等离子体振荡问题和离子束传输的不稳性问题；需要研究从源—离子束—中性束以及包括通过各种传输元件的强流粒子束的输运特性等等。总之，强流离子束物理学中一系列新课题均待深入研究。

(3) 急需研究非线性强流离子光学中数学物理方法，特别是求解析解问题。进一步提高和改进数值计算技术，研究最优化的计算机程序，以便根据不同应用领域的要求，做到迅速、准确、自动地调整和优选最佳离子光学系统。

强流离子光学这门学科，将随着代近科技应用领域的发展而丰富和扩大其研究内容。

参 考 文 献

- [1] D. G. Bate, CLM-R53, (1966).

- [2] S. Cooper et al., LBL-3399 (1974), PII 1-1.
- [3] E. F. Jaeger, J. C. Whitson, ORNL-TM-4990, (1975)
- [4] J. H. Whealton et al., *J. Comput. Phys.*, **27-1** (1978), 32.
- [5] J. C. Whitson et al., *J. Comput. Phys.*, **23-3** (1978), 408.
- [6] 方锦清, 原子核物理, **2**(1980),175.
- [7] 方锦清, 原子核物理, **3**(1980), 295.
- [8] C. D. Child, *Phys. Rev.*, **32** (1911), 492.
- [9] I. Langmuir and Blodgett, *Phys. Rev.*, **24** (1924), 49.
- [10] J. R. Pierce, Theory And Design of Electron Beam, Van Nostrand, Princeton, (1949).
- [11] G. R. Brewer, Focussing of Charged Particles II, edited by A. Septier, Academic, New York, (1967).
- [12] S. A. Self, *Phys. Fluids*, **6** (1963), 1762.
- [13] 小原祥裕等, 核融合研究, **1-35**(1976), 87.
- [14] Kaus Halbach, LBL-4444, (1975).
- [15] T. C. Chu, et al., *Bull. Ameri. Phys. Soc.*, **23-7** (1978), 846.
- [16] L J. Dooks et al., *Bull. Ameri. Phys. Soc.*, **23-7** (1978), 846.
- [17] J. H. Whealton et al. *Rev. Sci. Instrum.*, **48 7** (1977), 829.
- [18] Yoshihiro Oharo, *J. Appl. Phys.*, **49-9** (1978), 4711.
- [19] J. H. Whealton et al., *J. Appl. Phys.*, **49-6** (1978), 3091.
- [20] J. H. Whealton et al., *Rev. Sci. Instrum.*, **49-7** (1978), 495.



(上接第 149 页)

合信息的观察实验。在理论、仪器、教育和应用等各方面工作中,也要注意和适应这些特点。

最后,从教育和学习角度,提请有关方面注意一点:基本训练范围最好广阔些,接收范围也不要限制得太窄。物质世界是统一的,就其表现讲也有惊人相似之处。譬如,电子绕质子和地球绕太阳的反平方力;凝聚态、原子、分子、

原子核、基本粒子的能谱。物理概念、实验方法、理论技巧也都有很多共同点,譬如多体问题与量子场论的无激发准粒子概念和微扰论技巧;分子束碰撞与原子核物理的实验方法。而对待问题的态度则是一致的。不但探索时需要彼此借鉴,就是应用时也要知此及彼。

本期因故延误,谨向读者表示歉意。

〈物理〉编辑部