

一种由负电极和磁镜组成的 空间电荷透镜

朴禹伯 李公平 潘民生 牛占歧 杨保太

(兰州大学原子核研究所)

钱德丰 顾宏坤

(西北核技术研究所, 西安)

文章叙述了一种由负电极和磁镜组成的空间电荷透镜。它可以高效率地捕获电子, 并具有较强的聚焦性能。在强中子发生器调试中, 采用这种透镜使D⁺束从9 mA提高到27 mA。

关键词 负电极, 磁镜, 次级电子, 空间电荷透镜。

一、引言

自从1932年Borries和Euska, 1947年Gabor提出空间电荷透镜概念以来, 对空间电荷透镜的研究有了很大的发展^[1-4]。尤其是近年来, 随着强流离子束技术的发展, 空间电荷透镜在强流束传输中得到了实际应用。例如, 美国Lawrence Livermore实验室 RTNS-II 强中子发生器实验台上, 用空间电荷透镜成功地聚焦了200 mA、32 kV 的混合束, 经分析得到175 mA H⁺束。在400 kV 氖束传输中, 用空间电荷透镜将其束流从17 mA提高到25 mA。我们采用一种由负电极和磁镜组成的空间电荷透镜, 在300 kV 强中子发生器中, 将其束流从9 mA提高到27 mA。

二、结构和原理

首先, 让我们分析一下Gabor 空间电荷透镜的结构, 如图1所示。一般空间电荷透镜由螺旋管磁场和加有正偏压的正偏压电极以及地电极组成。螺旋管磁场产生的轴对称轴向磁场, 使电子产生迴转运动, 阻止电子沿径向逃逸。而由正偏压电极和地电极组成的正电场, 则阻止电子沿轴向逃逸。在这种空间电荷透镜中应力求做到只要电子被捕集到一定密度, 则空间电荷场抵消轴向电场, 而由空间电荷形成径向聚焦电场 E_r 。设空间电荷密度为常数, 且等于 ρ , 那么,

$$E_r = \frac{\rho}{2\epsilon_0} r$$

其中 ϵ_0 为真空介电常数^[5]。

显然, 由于轴向电场的存在, 电子迴转运动导向中心必然以加速度 $a = \frac{e}{m} E_z$ 运动, 即

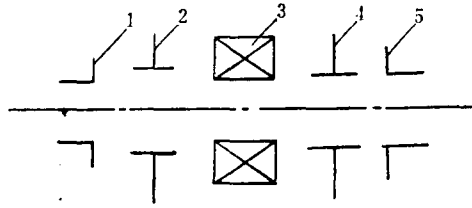


图 1 空间电荷透镜结构

Fig.1 Schematic diagram of the space charge lens

1, 5——地电极; 2, 4——正偏压电极; 3——螺旋管磁场(或永久磁铁)。

向正电极方向运动, 从而形成电极上的电流。实际的径向电场, 是由这种漂移中的电子流产生的。由于在这种情况下, 其电流密度远没有达到饱和电流密度, 轴向电场不可能完全抵消。电子流越强, 径向电场越强, 聚焦性能也越强。但这种电流将受真空条件、次级电子来源的限制。

另一方面, 径向电场和轴向电场共同使电子迴转运动导向中心在垂直于电场和磁场的方向上漂移。对每个电子来说, 在运动过程中, 径向电场方向不断地变化, 因此, 其导向中心沿旋轮线向外运动, 致使电子逃逸。径向电场越强, 这种逃逸越严重。由于上述原因, 这种透镜, 在捕获高密度电子方面有一定的局限性。

我们采用由负电极和磁镜组成的空间电荷透镜, 避免了上述局限性, 成功地捕获大量次级电子, 从而形成较强的空间电荷透镜^[1], 在实际调试中取得了较好的效果。这种空间电荷透镜的结构如图 2 所示, 由一定长度的圆柱形负电极(1) 和磁镜构成电子捕集器。电子的主要来源是次级电子, 而且主要是产生在透镜区。负电极内径为 2.5cm, 长度为 6 cm, 磁透镜内径为 2.5cm, 磁隙长度为 4 cm。这一直径的选择应考虑以下两点: (1) 离子束的主束能通过; (2) 很少一部分边缘发散束打在负电极和磁透镜壁上, 以便产生次级电子。在我们的实验中, 约 1mA 束流损失在该区。

次级电子的能量约几电子伏到几十电子伏。从图 2 不难看出, 轴向上, 电子由于负电极的存在, 不能向左运动, 只能向右作加速运动, 并进入磁镜区。在磁镜中, 由于磁场梯度的存在, 电子受到向左方向的力, 使电子反弹回左方。电子每一次迴转期间所受到的平均力 \bar{F}_{11} , 由下式给出^[7]:

$$\bar{F}_{11} = -\mu \nabla_{11} B$$

其中 B 为磁场强度, μ 为磁矩, $\mu = \frac{1}{2} m V_{\perp}^2 / B$ 。 V_{\perp} 为电子在垂直于磁场的平面上的速度分

量。而 $\nabla_{11} B = \frac{\partial B}{\partial S}$, S 为沿 \vec{B} 方向的线元。下面在最简单的情况下分析这种力的大小。

设 \vec{B} 为半圆形分布, 即磁力线为圆, 则

$$B_z = \frac{\sqrt{Z(2r-Z)}}{r},$$

$$\theta = \arccos \frac{r-Z}{r}$$

$$\frac{\partial B_z}{\partial Z} = \frac{r-Z}{r\sqrt{Z(2r-Z)}}$$

$$\therefore \bar{F}_z = -\mu_r \frac{r-Z}{\sqrt{Z(2r-Z)}}$$

F_z 随 Z 的变化如图3所示。实际的磁力线分布不是理想的圆，而是有边缘效果。因此，实际的分布如图2C所示。

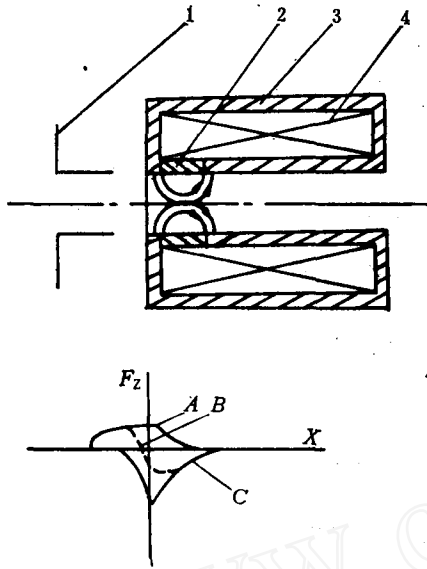


图2 由负电极和磁镜构成的空间电荷透镜
Fig.2 The space charge lens consisting of negative electrode and magnetic mirror
1——负电极；2——铜块；3——磁铁线圈；4——线圈。A——静电场产生的力；B——静电场和磁场梯度场产生的力的合力；C——磁场梯度场产生的力。

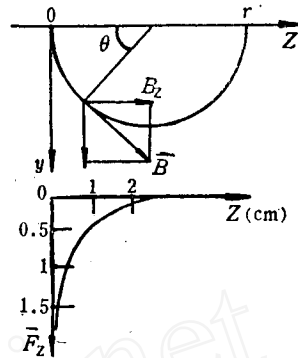


图3 磁场强度的分布和相应的 \bar{F}_z 变化
Fig.3 Distribution of magnetic field and average forces on electron \bar{F}_z .
 \bar{F}_z 单位是 μ ，计算条件为 $r=2.5$ cm。

电子所受到的力，是由静电场 E_z 产生的力和磁场梯度产生的力 \bar{F}_z 的合力，即 $F = eE_z - \mu_r \frac{r-Z}{\sqrt{Z(2r-Z)}}$ 。图2中曲线B表示 F 的变化。设负电位为 -400 V， $r=2.5$ cm，这时 $Z=1$ cm处 $\bar{F}_z=1.34 \times 10^{-16}$ 牛顿。静电场产生的力 $F_z=5 \times 10^{-17}$ N。故合力 F 仍为负值，即向左方向。这说明磁场梯度产生的力足以防止电子向左逃逸。由此看出，在这种透镜结构中，电子四周是被负电位和磁镜包围，而次级电子是在透镜内部产生，而且起始能量低，所以被捕获并增加电子密度。

三、实验结果与分析

整个加速器离子光路系统示于图4。空间电荷透镜位于地电极(5)之后，由(6)和(7)组成。在做空间电荷透镜性能实验时，首先调整好加速器各参数，使其光路参数处于最佳状态，此时靶上束流应最大。然后，分别改变负电压和磁场。实验结果证明磁场只要达到 10^{-2} T，就能满足要求，而对负电压十分敏感。实验结果示于图5。

从图5不难看出负电极电压为400 V时，束流从9 mA提高到27 mA。最大束流所

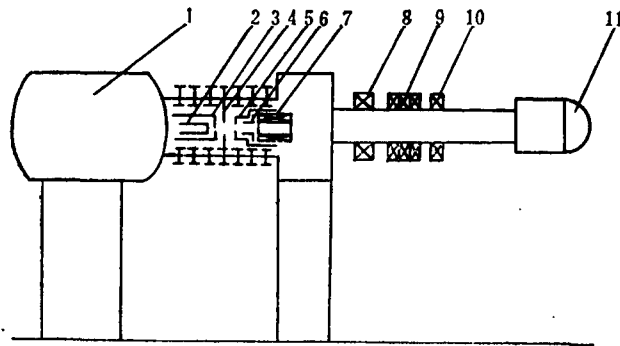


图 4 加速器离子光路系统

Fig. 4 Schematic diagram of ion-beam system of intense neutron generator
1—高压头；2—双等离子源；3—引出电极；4—中间电极；5—地电极；6,7—空间电荷透镜；8—导向磁铁；9—三重四极透镜；10—导向磁铁；11—靶室。

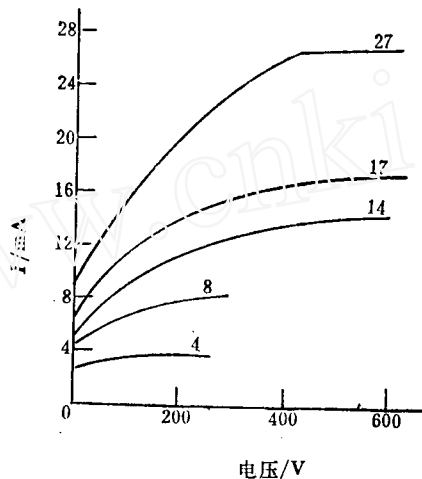


图 5 在不同入射离子流时透镜中负偏压和靶上束流之间关系
Fig.5 Curves of current(I) on target vs. negative bias of space charge lens

需要的抑制电压随束流增加而有所增加。这是由于随着束流增加，空间电荷排斥效果增加，进入透镜区时发散角增加。为达到最佳聚焦，自然需要更大的聚焦角。也就是说，需要捕集更多的电子。因此，空间电荷负电位也要升高，从而需要更负的电位陷阱。

另外，我们也看到，当束流增大时，空间电荷透镜效果更明显。当束流为 3 mA 时，经空间电荷透镜聚焦，增加到 4 mA (1.3 倍)，而当束流为 9 mA 时可增加到 27 mA (3 倍)。这主要是因为随着束流增加，边缘发散束迅速增加，因而次级电子也随着迅速增加，被捕集的电子也增加。

我们从加速器光路计算和实验的比较方法估计了空间电荷透镜的焦距。在空间电荷透镜位置上改变入射角，然后计算出相应的靶上束斑 (如图 6 所示)。空间电荷透镜的焦距，将相应地改变束包络在透镜出口处的发射角。和实验中测出的实际束斑加以比较，能求出焦距。图 7 表示在不同束流时，相应的空间电荷透镜焦距。

我们还可以由以上结果计算出空间电荷透镜区被捕获的电子密度。

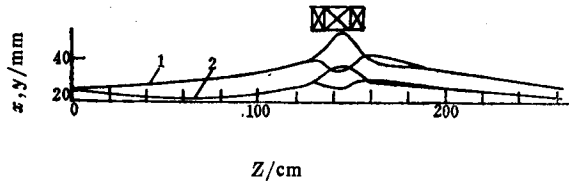


图 6 不同空间电荷参数条件下的束流传输

Fig.6 The envelope of ion beam in various parameter of space charge

- (1) $I=20\text{ mA}$, 入射角 $\alpha=0$, 空间电荷中和系数 $f=0.9$; $Z=0$ 为空间电荷透镜出口处坐标
- (2) $I=20\text{ mA}$, $\alpha=-0.015$, $f=0.9$, 四级透镜参数: 1,3组磁场梯度 2.24 T/m ; 2组磁场梯度 3.08 T/m 。

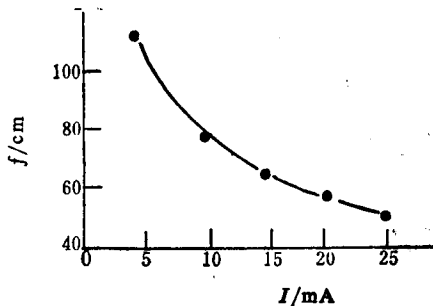


图 7 不同束流时空间电荷透镜焦距

Fig. 7 Relation between current and focusing length of space charge lens

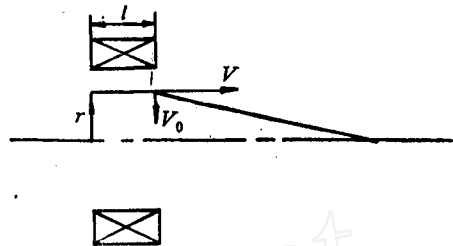


图 8 计算电子密度的示意图

Fig. 8 Sketch for electron density calculation

设离子能量 $E = eu = \frac{1}{2}mV^2$, 其中 u 为离子加速电压, V 为离子速度。设束斑半径为 r , 径向电场强度为 E_r (如图 8 所示), 电子密度为 $\rho = ne$, 则电子受到的径向力为,

$$F_r = \frac{e^2 n}{2 \epsilon_0} r$$

$$\therefore \text{焦距 } f = \frac{4 \epsilon_0 u}{enl}$$

$$\therefore n_e = \frac{4 \epsilon_0 u}{efl}$$

当束流为 20 mA , $f = 60\text{ cm}$, $l = 5\text{ cm}$, 离子能量为 300 keV 时, 电子密度 $n = 2.2 \times 10^9\text{ 电子/cm}^3$ 。这和 Lefevre^[2]等计算的数据是一致的。

由以上讨论看出, 本文讨论的空间电荷透镜, 不需要几千伏的正偏压电极, 自然没有空间电荷漂移电流。因而更有效地捕集了空间电荷, 并形成具有较强聚焦特性的空间电荷透镜。

有些定量分析工作和进一步的实验, 如电子密度的测量以及新的物理现象的观测等工作正在进行。

参 考 文 献

- [1] Gabor, D., *Nature*, 160, 89(1947).
- [2] Lefevre, H. W., et al., *IEEE Trans.*, NS-26, 3115(1979).
- [3] Booth, R., et al., *Nucl. Instrum. Methods*, 151, 43(1978).
- [4] Mobbley, R. M. et al., *IEEE Trans.*, NS-26, 3112(1979).
- [5] 郁庆长著, 强流离子光学原理, 原子能出版社, 北京, (1982)。

[6] 林禹伯等, 300 kV 20 mA 氘离子加速器设计与调试, 中国粒子加速器学会第三次粒子动力学和带电粒子光学学术讨论会会议文集, (1987)。

[7] F. F. 陈著, 等离子体物理学导论, 人民教育出版社, 北京, (1980)。

(编辑部收到日期: 1987年12月30日)

A SPACE CHARGE LENS CONSISTING OF NEGATIVE ELECTRODE AND MAGNETIC MIRROR

PIAO YUBO LI GUNGPING PAN MINSHENG
NIU ZHANCHI YANG BOTAI

(Institute of nuclear research, Lanzhou University, P. O. Box 44, Lanzhou)

QIAN DEFENG GU HUNGKUN

(Institute of Northwest nuclear techniques, Xian)

ABSTRACT

A space charge lens consisting of negative electrode and magnetic mirror is described. It can trap electrons more efficiently than usual space charge lens. With this space charge lens, 27 mA, 300 keV deuterons are transported to the rotating target.

Key words Negative electrode, Magnetic mirror, Secondary electron, Space charge lens.