# BASE-STEP：一台用于基本相互作用研究的可运输反质子储存器

*C. Smorra,*[1,2,a)] *F. Abbass,*[1] *M. Bohman,*[2,3] *Y. Dutheil,*[4] *A. Hobl,*[5] *D. Popper,*[1] *B. Arndt,*[2,3,6] *B. B. Bauer,*[1,2] *J. A. Devlin,*[2,4] *S. Erlewein,*[2,3,4] *M. Fleck,*[2] *J. I. Jäger,*[2,3,4] *B. M. Latacz,*[2,4] *P. Micke,*[3,4] *M. Schiffelholz,*[7,8] *G. Umbrazunas,*[2,9] *M. Wiesinger,*[3] *C. Will,*[3] *E. Wursten,*[2,4] *H. Yildiz,*[1] *K. Blaum,*[3] *Y. Matsuda,*[10] *A. Mooser,*[3] *C. Ospelkaus,*[7,8] *W. Quint,*[6] *A. Soter,*[9] *J. Walz,*[1,11] *Y. Yamazaki,*[2] 和 *S. Ulmer*[2,12] *1)*物理研究所，约翰内斯·古腾堡大学，美因茨，德国 *2)*理化学研究所，基本对称性实验室，和光，日本 *3)*马克斯·普朗克核物理研究所，海德堡，德国 *4)*欧洲核子研究中心，日内瓦，瑞士 *5)Bilfinger Noell GmbH*，维尔茨堡，德国 *6)GSI*亥姆霍兹重离子研究中心，达姆施塔特，德国 *7)*量子光学研究所，莱布尼茨汉诺威大学，汉诺威，德国 *8)*德国联邦物理技术研究院，布伦瑞克，德国 *9)*苏黎世联邦理工学院，苏黎世，瑞士 *10)*文理研究生院，东京大学，东京，日本 *11)*亥姆霍兹美因茨研究所，美因茨，德国 *12)*杜塞尔多夫海因里希·海涅大学，杜塞尔多夫，德国

arXiv:2304.09555v1 [physics.ins-det] 19 Apr 2023

（日期：2023年4月20日）

目前，全球唯一的低能反质子来源是位于欧洲核子研究中心的AD/ELENA设施。迄今为止，所有针对单个反质子的精密测量均在该设施开展，为基本相互作用及其对称性提供了严格检验。然而，设施运行产生的磁场波动限制了未来测量的精度。为克服这一限制，我们设计了可运输反质子阱系统BASE-STEP，将反质子转移至磁环境平稳的实验室。我们预计，可运输反质子陷阱将有助于利用反质子对CPT不变性开展更严格的检验，并为使用运输后的反质子及其他加速器产生的奇异离子提供新的实验可能性。本文介绍了该可运输阱系统的技术设计，包括可运输超导磁体、由俘获阱堆叠和探测系统组成的低温嵌件，以及用于抑制残余气体流进入低温俘获腔室的差分抽气段。

## I. 物理学动机

目前，我们对基本相互作用和宇宙学的认识仍留下若干未解问题。例如，我们宇宙中物质-反物质不对称性的起源[1]，、暗物质的组成及其与标准模型粒子的相互作用仍有待理解[2]。近年来，低能新物理搜索提升了测量精度，从而提高了对新相互作用的灵敏度[3]。典型例子包括电子磁矩的精密测量[4,5]，这些测量最终会与精细结构常数的独立测量值进行比较[6,7]，；μ子的 $g-2$ 测量[8]，；以及对电子[9,10] 和中子[11]永久电偶极矩的搜索。然而，针对反粒子系统开展的低能精密检验寥寥无几。特别是，所有近期针对反质子系统的测量，包括反质子氦光谱学[12]，、反氢光谱学[13–15]以及对反质子基本性质的高精度测量[16–18]，均仅在欧洲核子研究中心（CERN）的单一设施——反质子减速器（AD）[19] 及其低能扩展装置 ELENA[20]开展。

BASE合作组（重子-反重子对称性实验）迄今已利用囚禁的质子和反质子，对电荷、宇称和时间反演联合（CPT）对称性进行了精度最高的检验[16–18],21。这些检验包括进一步收紧质子与反质子荷质比可能存在差异的限值；在某些假设下，这也构成了对反质子弱等效原理的检验[22]。BASE还将质子与反质子磁矩可能存在差异的限值提高到了十亿分之几的水平。这项检验对洛伦兹与CPT破缺物理敏感[23,24]，，并首次直接限制了反质子与轴子样暗物质的耦合[25]。回旋频率比测量以 16 万亿分之一（ppt）的相对精度验证了标准模型预言，并以 $2\times10^{-27}$GeV[18] 的能量分辨率，限制了新相互作用对囚禁反质子能级劈裂的扰动。然而，重子不对称性的成因尚不明确，因此仍需进一步开展对称性检验。尽管对介子中 CP 破坏的测量[26] 和对海夸克味组成的研究[27] 仍在进行，但进一步提高重子扇区低能对称性检验的精度也极具价值。然而在实验上，基于测量囚禁状态下的回旋频率 $\nu_c = qB/(2\pi m)$ 以及拉莫尔（自旋进动）频率 $\nu_L = (g/2)qB/(2\pi m)$ 进行的质子/反质子比较，其精度目前受加速器磁场涨落的限制

a)电子邮件：chsmorra@uni-mainz.de

即 AD Hall。此处，$B$ 表示磁场强度，$q$、$m$和$g$ 分别表示囚禁粒子的电荷、质量和$g$因子。磁场涨落限制测量精度的最明显迹象是：加速器停机期间测得的回旋频率涨落比 AD/ELENA 正常运行期间低五倍[28]。

BASE-STEP（STEP：便携式反质子实验中的对称性检验）通过研发可运输离子阱，将反质子带离AD加速器大厅中磁场涨落的影响，并送入专用低噪声实验室，为BASE合作组开展新一代反质子精密测量奠定基础。早在20世纪90年代，人们就指出，可运输离子阱对于精密测量十分重要[29,30]，并将其视为彭宁阱最具吸引力的应用场景之一。事实上，可运输离子阱有着悠久的应用历史。在运送一台新型超导磁体期间，电子被装在密闭的低温真空腔室中，跨越北美洲运输了5000多公里[29]。近年来，原子钟对引力效应和相对论时间膨胀效应的灵敏度已达到系统不确定度为 $10^{-18}$ 或更低的水平，这重新激发了人们对用于原子钟的可运输离子阱的兴趣[31–34]。例如，近期可运输锶晶格钟已用于相对论大地测量学的开创性测量[35],，并在两个高度相差450米的地点运行，以检验广义相对论[36]。然而，与这些实验不同的是，反质子无法在所需地点的测量装置中产生，而且要实现反质子的注入、储存和运输，技术上也复杂得多。独特的是，将反质子运送至放射性离子束设施，还能利用反质子湮灭特征开展核结构研究这一新颖途径[37]。PUMA合作组目前正在推进这一方案的实施[38,39]，旨在利用反质子研究欧洲核子研究中心ISOLDE设施产生的放射性同位素。在BASE精密物质-反物质比较测量的背景下，专门的异地实验将使我们能够利用磁场噪声更低的环境，并充分受益于新型基于激光的共振冷却方法[40–42]和受量子逻辑启发的态读出技术[43,44]的进展。由此，反质子精密实验也能受益于最新技术进展，这些技术旨在刷新最精密彭宁阱测量的精度纪录，而目前这类测量仅适用于物质系统[45,46]。我们还指出，借助分布式精密实验网络，也可以开展更多暗物质搜寻研究，例如基于磁力计和原子钟的暗物质搜索[47,48],，不过这里改用基于反粒子的钟。此外，利用可运输离子阱在地下地点开展测量，也能灵敏地搜寻毫电荷暗物质粒子[49]。

本文介绍 BASE-STEP 反质子阱系统——一种紧凑型可运输低温潘宁阱装置，用于运输在 AD/ELENA设施中产生并俘获的反质子，并将其随后转移至用于精密实验的实验装置中。我们回顾了精密测量在 AD/ELENA设施中面临的磁场限制——并介绍可运输阱装置的技术设计，重点关注可运输磁体、阱系统和差分抽气系统。

## II. 反质子精密测量与磁场限制

利用单个囚禁质子和反质子进行的CPT不变性检验，是在低温多彭宁阱系统中开展的；该系统在强磁场中测量频率比。基本测量概念的详情已在文献中详细报道[50,51]。彭宁阱中囚禁粒子的荷质比测量，基于测定回旋频率 $\nu_c$；具体方法是测量阱中的运动频率并应用不变性定理[52]。此外，磁矩测量还需要通过应用连续斯特恩–盖拉赫效应[53]来测定拉莫尔频率 $\nu_L$。这两种方法都依赖于对囚禁粒子运动频率进行无损像电流测量[54]。特别是，迄今为止，CPT不变性检验需要测定反质子的拉莫尔频率，以及反质子和负氢离子$H^-$的回旋频率。

$$\nu_{L,\bar{p}} = \frac{1}{2\pi}\frac{g_{\bar{p}}}{2}\left(\frac{q}{m}\right)_{\bar{p}} B \tag{1}$$

$$\nu_{c,\bar{p}} = \frac{1}{2\pi}\left(\frac{q}{m}\right)_{\bar{p}} B \tag{2}$$

$$\nu_{c,H^-} = \frac{1}{2\pi}\frac{1}{R}\left(\frac{q}{m}\right)_{p} B \tag{3}$$

在 AD/ELENA设施中。此外，还需要离线测量质子的磁矩[21]。在荷质比测量中，负氢离子可作为质子的替代物，且不会损失实验精度[50],，并且 $R = 1.001\,089\,218\,753\,80$ (3) 是负氢离子与质子的质量比[18]，其中包含磁场中的极化位移[55]，磁场强度为 $B$ =1.944864T。随后，质子与反质子的荷质比之比，以及反质子的磁矩分别为：

$$\frac{(q/m)_{\bar{p}}}{(q/m)_{p}} = -\frac{1}{R}\frac{\nu_{c,\bar{p}}}{\nu_{c,H^-}} \tag{4}$$

$$\frac{\mu_{\bar{p}}}{\mu_N} = -\frac{g_{\bar{p}}}{2}\frac{m_p}{m_{\bar{p}}} = -\frac{\nu_{L,\bar{p}}}{\nu_{c,\bar{p}}}\frac{m_p}{m_{\bar{p}}}, \tag{5}$$

分别为，其中 $g^p$ 是反质子的 $g$ 因子，$\mu_N$是核磁子。在这里，我们要求测量相关频率期间磁场强度保持恒定，以便其在频率比中相互抵消。为了尽可能理想地满足这一条件，精密彭宁阱采用持久电流模式超导磁体，在最佳情况下，频率比测量中的相对波动甚至可达到数倍 $10^{-11}$ [56,57]。

与离线彭宁阱测量关注超导磁体的固有稳定性相比，在此类测量中，外部磁场涨落也是一个额外的考量因素

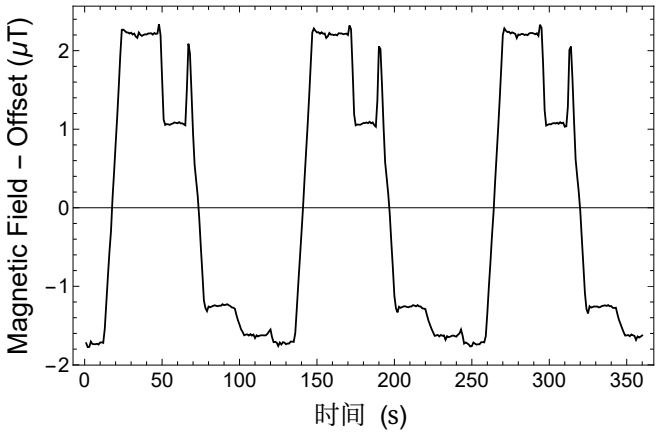



图 1. AD/ELENA设施运行期间磁场涨落的测量结果。数据使用距离BASE阱系统三米处的磁通门传感器测得。

对于在 AD/ELENA复合体中进行的测量而言，情况也是如此。在这里，BASE实验会受到反质子减速器周期性磁场斜坡的影响（见图 1）。这些斜坡由 FLC3-70磁通门磁力计测量，该磁力计在距离阱中心约 3 米处的噪声限值为 0.12 nT/$\sqrt{\text{Hz}}$。这些周期性斜坡会造成峰峰值为 $4\,\mu$T 的偏移；如果它们出现在阱中心，则会引起 $10^{-6}$ 量级的相对频移。为抵消这些涨落，我们的阱系统采用了先进的超导自屏蔽螺线管系统[58,59] ，以抑制 AD 磁场斜坡的影响。此外，对磁体的氦气压力和温度进行稳定控制，可减小阱附近材料剩余磁化的涨落，进一步提高磁场稳定性。

为了表征磁场涨落的影响，我们测量一系列 $2N$ 个回旋频率，并定义该系列所得$N$ 个回旋频率比的波动

$$\sigma_r = \sqrt{\frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}\left(\frac{\nu_{c,2i} - R_{\text{even/odd}}\nu_{c,2i-1}}{\nu_{c,2i}}\right)^2} \qquad (6)$$

作为评价指标，其中 $R^{\text{even/odd}}$ 用于说明奇数次和偶数次测量是否使用了不同的粒子。对于相同的粒子，$R_{\text{even/odd}} = 1$；否则，它由经评估的平均回旋频率比给出。单次回旋频率测量 $\nu_{c,\,i}$ 由三个阱本征频率的测量值组成，即修正回旋频率 $\nu_+$、轴向频率 $\nu_z$和磁控管频率 $\nu_-$。通过应用不变性定理[52]可获得回旋频率$\nu_c^2 = \nu_+^2 + \nu_z^2 + \nu_-^2$。在包含 $2N$次测量的序列中，我们预计在此类测量序列中达到 $\delta_r = \sigma_r/\sqrt{}$的统计不确定度$N$ 。虽然原则上可以积累足够多的测量值 $N$，使 $\delta_r$ 达到所需值，但测量质量更能由$\sigma_r$反映。如果需要在数月内积累数据才能达到所需的精度水平，那么要在 $\delta_r$的水平上观测并校正系统偏移将非常困难。如果测量包含多于 $\sim 10^3$ 个频率比，

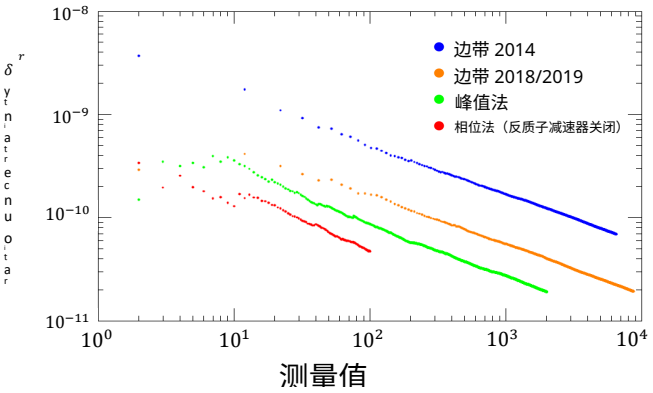



图 2. 图中展示了BASE实验装置中回旋频率比测量的统计不确定度，分别对应首次边带法测量活动[16] （蓝色）和改进后的实验装置[18] （橙色）。我们还展示了一次峰值活动（绿色）的结果，在该活动中我们直接测量受激回旋运动，但存在较大的系统效应[18]。最后，我们展示了利用相敏技术[61] 获得的稳定性；在AD/ELENA复合体不运行期间，这些技术是可行的（红色）。

那么从分布尾部的数据点中辨别出因外部时间扰动导致的偏移已经十分困难，而这些扰动需要从数据中排除；此类测量甚至可能仅因一个未被检测到的相关量而受到影响。因此，需要降低 $\sigma_r$，以提高反质子精密测量的精度。

我们在图 2 中总结了BASE实验在暴露于加速器环境的磁场中的回旋频率比波动。蓝色数据点显示了BASE首次进行的反质子荷质比测量，结果为 $\sigma_r \sim 5.5$ 十亿分之一（ppb），记录于 2014[16]。这项测量未采用复杂的环境稳定措施，且磁屏蔽因子较低，仅约为10。数据采用边带法[50,60], 采集，该方法通过频率为 $\nu_{rf} \approx \nu_+ - \nu_z$的四极射频场，使轴向模式和回旋模式发生模式耦合，从而测量回旋频率。这会导致两种模式之间发生周期性能量交换，并通过记录轴向探测器上的像电流谱，实现回旋频率的获取。该方法能够对磁场涨落进行平均；我们将回旋频率测量与AD的实验周期同步，使每次测量都受到AD周期中相同的磁场斜坡序列影响。最终，在这些条件下，我们能够以69十亿分之一（ppt）的不确定度比较质子和反质子的荷质比。

图 2 中的橙色点表示在 2018/2019[18] 年使用改进后的实验装置进行边带测量所得的结果。本次实验采用了配备自屏蔽超导螺线管系统的新型超导磁体；对于某些类型的外部磁场变化，屏蔽因子最高达到 225[59]。此外，温度和氦气压力稳定性得到改善，低温阱内衬的振动也有所减小。

在这些条件下，BASE 测得比值波动为 $\sigma_r \sim 1.7$ ppb；采用边带法的最佳测量序列，其统计不确定度为 $\delta_r = 19$ ppt，系统不确定度为 23 ppt[18]。由于 $\nu_z \propto \sqrt{V_R}$,—边带法的精度受限于所有频率信息均来自轴向频率谱这一事实。阱电压$V_R$的稳定性，以及轴向谱和边带谱的拟合不确定度，共同造成了这一限制，并使 BASE 可达到的最低比值波动为 $\sigma_r \gtrsim 1.67$ ppb[18]。此外，观测到的回旋频率随轴向频率相对于探测谐振器频率的失谐量而变化，这一现象是上述 23 ppt 系统不确定度的最主要来源，并在这一精度水平上构成了显著限制。因此我们认为，边带法不适合进一步改进反质子荷质比测量，因为$\sigma_r$ 受限于 $10^{-9}$ 水平；同时，通过轴向偶极谱降低频率测量的系统效应也颇具挑战。尽管如此，边带测量中外部磁场噪声对 $\sigma_r$ 的影响得以抑制到不显著的程度，质子与反质子荷质比比较的不确定度也达到 20 ppt 水平。不过，要在即将开展的$q/m$ 比较中取得显著改进，就需要改用直接回旋频率测量，例如回旋峰探测[18,62],或相敏方法[61,63,64], ；这些方法已作为边带测量总结阶段的研究课题。

图 2 中的绿色数据点展示了最新$q/m$ 结果[18]中峰值探测序列的性能。使用回旋频率[65], 处的像电流探测器，可以直接探测动能为$E_+ \sim 5$ eV的受激反质子在谐振探测电路中耗散的功率。反质子在像电流快速傅里叶变换频谱中表现为一个峰值信号，峰值频率也很容易读出。使用这种方法进行后续回旋频率测量时，$\sigma_r$ 降低了2倍，相较于边带法。然而，测得的回旋频率发生了偏移，因为激发能每增加1 eV，约会带来1 ppb的

相对论频移 $E_+/mpc^2$,–以及其他阱的不完美性会导致额外的系统偏移。BASE通过在峰值检测期间采用同步轴向频率测量，证明这些不确定性可以得到良好控制，从而根据偏移后的轴向频率确定 $E_+$ [66]。这降低了该方法的系统不确定度，并得到了 $H^-$ 离子与反质子的回旋频率比，其统计不确定度为 $\delta_r = 18.5$ ppt，系统不确定度为 13.5 ppt[18]。

目前，回旋频率测量的最佳技术是采用相敏检测方法[61,63]。在这种方法中，通过激励驱动在粒子上印刻初始回旋相位，然后通过测量回旋相位随相位演化时间的变化来确定回旋频率。BASE 曾在加速器停机期间使用质子进行此类测量，结果以图 2 中的红点表示。图示测量的结果为 $\sigma_r \approx 500$ppt，而最佳测量是一个持续 10 小时的数据集，在 BASE

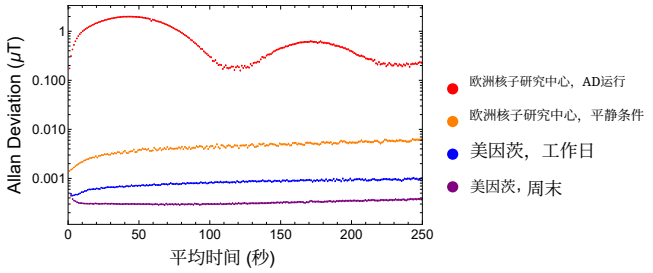



图 3. 磁场噪声阿伦偏差随平均时间变化的测量值。我们比较了在欧洲核子研究中心 BASE 实验区域记录的数据（AD运行时为红色，不运行时为橙色），以及在 BASE-Mainz 实验室工作日（蓝色）和周末（紫色）记录的数据。

阱系统[64]中，其波动低至 [45,46,57,67,68], ppt。运行期间，反质子减速器会因磁场斜坡而导致相位演化时间内出现相位滑移。因此，相位展开程序将受到干扰，在设施运行期间以高精度评估相敏频率测量将是一项挑战。多个专门的精密实验室中的彭宁阱实验已经证明，使用相敏回旋频率测量可以将回旋频率比波动降低至 $\sigma_r < 100$ ppt[45,46,57,67,68], ，并测得统计不确定度低于 10 ppt 的荷质比[69]。由于这些实验室所处环境的磁场涨落小得多，因此它们更适合以高精度确定磁场相关频率。

为突出磁场波动的影响，我们以图3中所示的一个示例进行说明：比较持续时间为24小时的代表性数据集的磁场噪声阿伦偏差。阿伦偏差表示连续测量量的波动随平均时间的变化关系，例如在频率计量学中具有根本重要性[70]。磁场数据分别记录于欧洲核子研究中心反物质设施内的BASE实验区域，以及美因茨物理研究所的BASE-Mainz实验室，所使用的均为同一台FLC3-70磁通门磁力计。反质子减速器运行期间记录的数据在100 nT水平上显示出最小值，其平均时间为AD循环时间的整数倍，见图3中的红色数据点。在AD循环时间的一半处，AD磁体斜坡的周期性扰动使阿伦偏差达到 2$\mu$T。在停机期间，磁场噪声有所降低，但设施内的其他活动仍会造成显著的噪声底。最大的扰动来自天车的运行：当天车经过实验区域上方时，会引起数个 $\mu$T的跳变。橙色数据表示在没有天车移动、但AD设施内仍有其他用户操作的情况下进行的测量。在这次特定测量中，120 s处的阿伦偏差约比AD运行期间低40倍。蓝色表示BASE-Mainz实验室工作日的数据，紫色表示周末的数据。在这里，磁扰动主要由建筑物内电梯的运行引起，电梯经过实验室所在楼层时会导致最高达数个nT的偏移，当

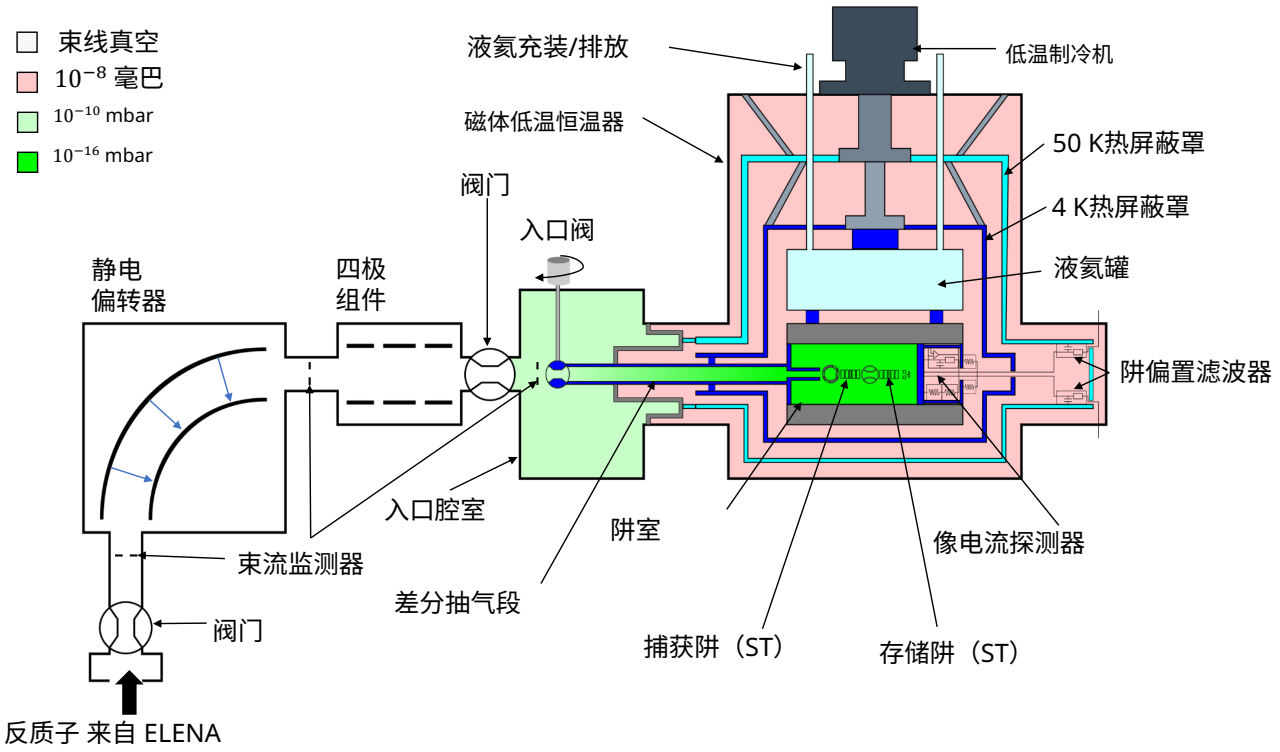



图 4. 用于运输反质子的 BASE-STEP装置及其与 ELENA 相连的反质子注入束线示意图。颜色表示不同的真空区域：预计约为 $10^{-8}$ mbar 的磁体低温恒温器隔离真空以浅红色表示，压力为 $10^{-10}$ mbar 的入口腔室真空以浅绿色表示，阱室真空的局部压力最低可达 $10^{-16}$mbar，以白色表示。预计反质子注入束线也可达到 $10^{-10}$ mbar 的真空水平。更多细节见正文。

经过实验室所在楼层时。其他贡献则来自在实验室工作期间磁性材料的移动。周末期间，这两类活动造成的贡献均有所降低。在这两种情况下，BASE-Mainz实验室磁场噪声的阿伦偏差在120 s平均时间下均低于1 nT，并且在这些特定测量中，分别比AD运行期间低200倍和600倍。如果需要进一步降低磁场噪声，甚至可以考虑在磁屏蔽室中进行测量。例如，PTB位于柏林的BMSR-2可达到fT/√Hz水平的磁场噪声[71]。这样的环境条件将消除反质子精密实验中外部磁场噪声带来的限制。因此，一种能够将此类测量转移到磁场平静的精密实验室中的可运输反质子陷阱，将成为未来实现更高灵敏度反质子CPT不变性检验的基石之一。

## III. 实验装置

### A. 概述

BASE-STEP装置的概念如图 4 所示。它由一个彭宁阱系统组成，其中两个电极堆栈位于一台可运输的 1 T 超导磁体的水平孔径内。我们设计该实验装置，使彭宁阱组件和超导磁体共用一个低温装置，具体采用冷孔式磁体低温恒温器。这样便无需为阱系统配备第二套冷却系统，同时也减小了实验装置的尺寸并降低了维护需求。主要制冷功率由低温制冷机提供，适用于设备静止运行或连接移动发电机时。随后，液氦缓冲罐作为辅助冷却机制，用于弥补供电中断的间隙；例如，在用起重机将实验装置吊入或吊出实验区域时，或发生停电时。

由于真空条件对反质子储存至关重要，真空系统的设计一直是一个重要方面。我们预计需要储存反质子约三个月，以便在离线装置中开展反质子精密测量。因此，由捕获阱（CT）和存储阱（ST）组成的低温陷阱系统被置于专用低温真空腔室中，该腔室设计为使 ST 囚禁区域中心的压力达到低于 $10^{-16}$mbar。为注入和引出粒子，阱室通过一套复杂的差分抽气系统连接到室温下的入口腔室，目标残余气体压力不超过 $10^{-10}$ mbar。为防止氢从入口腔室扩散到阱室，差分抽气段还设有一个入口阀，以便在储存运行期间关闭差分抽气通道；此外，俘获阱堆叠中还设置了两个可旋转陷阱电极，以阻挡残余气体直接流向囚禁反质子所在的位置。真空系统的成功实施将

通过监测并计数囚禁反质子的数量进行检验，采用非破坏性图像电流检测[54]。

可运输装置的主框架设计得尽可能紧凑，并安装在一个长 2.00 米、宽 0.87 米、高 1.85 米的铝制运输架上。该系统重量不到 1000 千克，可使用叉车和天车进行运输，尤其能够通过 AD大厅的出口和门框，例如沿通往美因茨大学 BASE-Mainz 实验室[21,41]，或 BASE 汉诺威阱系统[43]的路线运输。低温制冷机的压缩机及其冷水机系统将在一个独立的框架上运输。我们计划首先在欧洲核子研究中心场地内演示阱系统中的反质子运输，并演示将反质子转移到一个正在开发中的独立永磁潘宁阱中，以建立离线实验运行所需的方法。

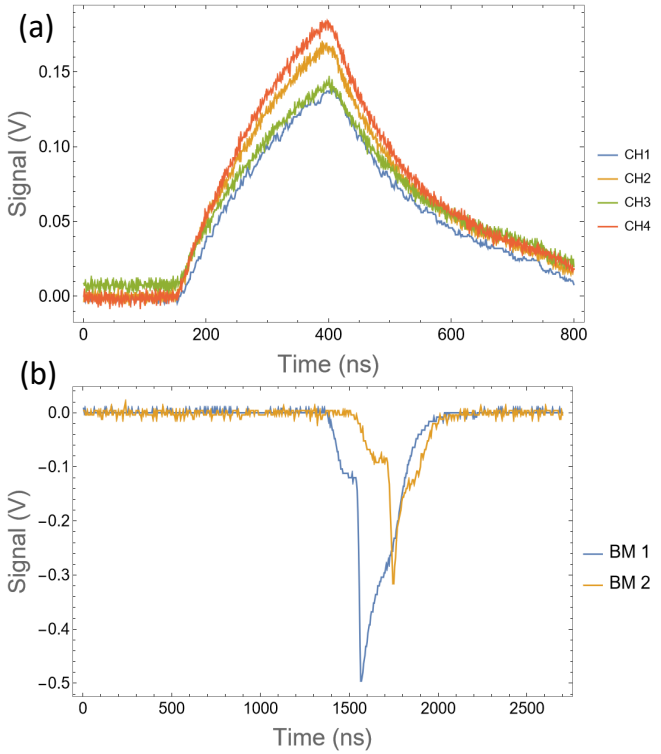



图 5. (a) 用于读取四块束流监测板（CH1 至 CH4）的电荷放大器测试信号响应。脉冲形状的变化源于各通道寄生反馈电容的差异。(b) 在 BASE-STEP 束线中检测到的散焦反质子束流，部分沉积在垂直束线中的束流监测器（BM 1）上，部分沉积在水平束线中的第一块束流监测器（BM 2）上。

**B. 反质子注入束线**

BASE-STEP装置将在欧洲核子研究中心完成调试，并接收来自ELENA的反质子。为此，原ATRAP I实验区域[72] 已改造为BASE-STEP专用实验区域。该实验区域与ELENA垂直连接，因此需要额外的束线元件，将反质子注入水平阱系统。

设计了一种弯转半径为600 mm、 ±10kV标称电压的静电偏转器，用于将束流重新导向水平面。该设计改编自ELENA排出束线中所使用的、弯转角度较小的ELENA偏转器[73]，，但针对 90° 偏转进行了修改。偏转器电极采用球形结构，以便在垂直于弯转平面的方向上实现聚焦，电极间距为60mm。如果在设计中不予考虑，静电偏转器入口和出口处的杂散场会造成进一步偏转，使居中束流偏离参考轨迹。因此，使用COMSOL，根据电极及周围环境的几何结构进行了电势计算和轨迹模拟，并确定了包含偏转器边缘效应的传输矩阵。随后，将该传输矩阵纳入反质子注入束线的MADX建模中，以研究反质子注入BASE-STEP阱系统的过程。这些运输模拟

包括从注入到将束流送入 STEP 区域的 ELENA 垂直引出束线中的所有元件、静电偏转器、四极组件，以及作为靶点的 BASE-STEP 磁体中心。模拟预测，在捕获阱中心的束流均方根（RMS）尺寸为 0.53 mm，远小于 ∼ 2mm 的径向阱接收度[74]。

静电偏转器之后的四极组件对于将反质子引导至阱中心并正确设定焦距至关重要，而且必须针对每次注入进行适当配置。为了在注入时使反质子脉冲对准阱系统中心，注入

束线配备了三个束流监测器，如图 4 所示。第一个束流监测器（BM 1）位于交接点正上方，第二个（BM 2）位于静电偏转器之后，第三个（BM 3）则安装在差分抽气管入口附近。束流监测器由板或线构成，每个都连接到真空系统外部的电荷放大器。电荷放大器采用由 LMV793 运算放大器构成的反相积分器，并使用 0.3pF 反馈电容器，以获得较高的电荷灵敏度。图 5(a) 展示了电荷放大器对 20 mV 测试信号的响应；该信号在反馈电容器上产生约 40000 个元电荷。2022 年欧洲核子研究中心物理运行期结束时，还在 BASE-STEP 束线上利用反质子对束流监测器进行了在线运行测试。图 5(b) 展示了两个束流监测板在发射一个均方根直径约为 5 mm 的散焦反质子脉冲后的响应。垂直束线上有一部分束流被 BM 1 检测到，另有较小一部分被静电偏转器偏转，并在水平传输段的 BM 2 上被观测到（见图 4）。这证实了束流监测器和静电偏转器的功能正常。

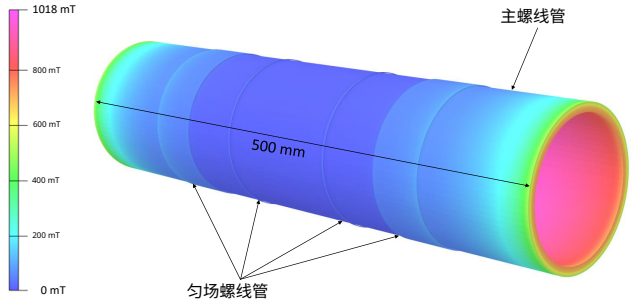



图6. 展示了主螺线管和两组匀场线圈的表面。表面轮廓显示了超导体表面的磁场强度。

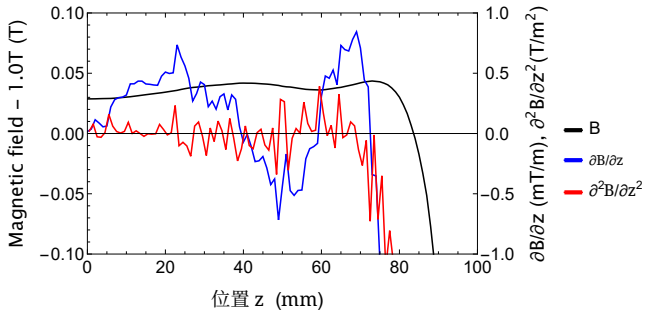



图 7. 均匀部分中沿线圈中心轴的$B_z$（黑色，左侧坐标轴）、$dB_z/dz$（蓝色，右侧坐标轴）和$d^2B_z/dz^2$（红色，右侧坐标轴）的计算结果。$z = 0$ 为线圈的中心平面。指定均匀区域 $|z| < 75$mm 内$dB_z/dz$ 和$d^2B_z/dz^2$ 的最大值分别为 0.85mT/m 和 0.64T/m$^2$。由于所采用的数值方法，梯度的数值波动高于磁场的数值波动。

### C. 可运输超导磁体

这款与 *Bilfinger Noell GmbH* 合作设计的可运输超导磁体，是 BASE-STEP装置的关键组件，在运输过程中既需要保持磁场高度稳定，也需要连续运行。与固定式 NMR 型磁体相比，BASE-STEP磁体采用混合式制冷机支持的液氦浴低温恒温器进行冷却，并配备加固的机械支撑结构，以承受运输过程中的加速力。

作为主要冷却源，我们使用一台两级脉冲管制冷机（*Sumitomo RP-082B2S*），其第一级（45 K）制冷功率为35 W，4 K级制冷功率为900 mW。第一级连接到外部热屏蔽罩，将其冷却至约50 K；第二级连接到内部热屏蔽罩、液氦罐、超导磁体线圈和彭宁阱系统。无需预冷，将整个冷质量冷却至4 K需要3天。低温制冷机的功耗为 ∼ 8kW，在固定运行时可接入电网，在长途运输期间则可接入移动发电机。此外，磁体还可在没有液氦的情况下以干式模式运行，也可通过通入氦气，利用再冷凝器在氦罐中积存液氦。这确保了在无法获取低温液体的情况下仍可长期运行。

液氦罐的容积为 29$\ell$ ，在短距离运输或无法获得外部电源时，可使系统保持低温。热平衡状态下，低温制冷机第二级的热负荷估计约为 350 mW；关闭低温制冷机后，冷头还会带来额外的 ∼ 1.2 W热负荷。因此，我们预计关闭低温制冷机后，液氦可保持八小时。这足以将实验装置从 AD大厅运至运输车辆，甚至运到欧洲核子研究中心的另一间实验室。运输期间，捕获电压电源（15 W）以及温度、压力和液氦传感器（200 W）等其他重要设备由电池和不间断电源持续供电。

高度均匀的磁场对于囚禁反质子的像电流探测至关重要，因为随磁场梯度变化的频移[66]会影响捕获阱中的探测和粒子冷却。因此，磁体的设计是在低磁场梯度下形成一个长 150 mm、直径 5 mm 的均匀中心区。为此，如图 6 所示，主线圈和两组匀场线圈连接成单一电流回路。这种线圈几何结构可最大限度地减小沿线圈主轴方向的一阶和二阶磁场梯度。超导线圈表面的磁通密度仅比线圈中心处的磁场高 2%。

此外，对图 7 所示磁场梯度的计算估计，这种线圈构型的线性分量和二次分量预计分别低于 1 mT/m 和 1 T/m$^2$,，与第一代 BASE 反质子精密测量装置的水平相当[16,17]。因此，在整个均匀区域内都可以进行像电流探测和粒子冷却，而不会因残余磁场不均匀性产生显著的线宽贡献。类似地，该磁体具有足够强的 1 T 磁场，可通过回旋辐射高效冷却电子（$\tau \sim 2.6$s），这是捕获初始能量为 ∼ 100keV 的反质子的关键环节[20]。为便于运输，该磁体将在持久模式下运行，因此无需可运输电流源。为此，在 4 K级上安装了持久电流开关，并通过永久安装的高温超导体将电流引线连接至 50 K热屏蔽罩。将磁体充磁至 1 T 磁场所需的工作电流为 33.27 A，不到临界电流的 25%。

该超导磁体系统经过专门设计，可承受运输过程中的机械应力，包括处于低温状态和运行状态时的运输。传统的核磁共振磁体通常在常温且未充磁的状态下运输，通常还会加装可拆卸的机械支撑部件，以防止冷级因加速度和冲击而受损。我们的可运输

离子阱低温恒温器采用了一种用于支撑冷级的支撑结构，能够按照CTU公路运输标准（货运运输单元的包装）要求，在所有方向上承受最高1$g$ 的加速度。由于磁体在运输过程中处于运行状态，出于安全原因，需要将杂散场抑制在0.5mT以下。这通过使用碳钢制造磁体的真空容器来实现。

**D. 阱系统**

阱系统由两个独立、同轴的电极堆栈组成，如图 8 所示，置于磁体孔径中的低温真空室内。一个电极堆栈构成捕获阱（CT），另一个构成存储阱（ST）。电极堆栈采用成熟工艺，以镀金无氧电解铜制成，并由蓝宝石环隔开，加工公差为 $\leq 10\ \mu$m[50]。这确保了良好的热导，并降低了像电流检测电路中的耗散损耗。与采用直径为 9 mm 陷阱的 BASE阱系统相比，陷阱直径增至 12 mm，以提供更大的谐波囚禁区域和更大的捕获体积，用于从 ELENA 注入反质子。

CT 的目的是在 ELENA、ST 和其他外部离子阱系统之间建立接口。因此，CT 必须负责 ELENA束流的初始反质子捕获与冷却[50] 。这需要让 100 keV 的反质子穿过减速箔，以降低其动能，使其能够通过高压脉冲（$|\Delta U| \leq 2$kV）捕获到阱系统中。此外，CT 还用于制备冷反质子云，并将存储的反质子分离成更小的组分，直至单粒子。随后，这些反质子可转移至 ST 进行长期存储。此外，在将反质子弹出至外部离子阱系统的过程中，CT 充当“气闸”，以降低 ST 中的反质子因残余气体暴露而损失的风险。其设计可在打开通往入口通道的窗口、同时关闭与 ST 的连接时，于较高的局部压力下短时间运行。

为实现所有这些功能，我们在 CT 周围布置了两个可旋转部件。在入口通道一侧，可旋转减速器台（见图 8）能够在阱轴线上切换多个部件：用于注入的减速箔、用于存储期间阻挡残余气体的厚铜表面，以及用于将低能反质子弹射到另一阱系统中的开放通道。CT 与 ST 之间安装了一个带有粒子传输通道的可旋转电极。两者分别由低温压电电机（*Smaract SR-2812*）驱动。它们还配备了作为位置指示器的弹簧加载销，在每个指定位置闭合电接触。每个触点都具有特征电阻，因此我们可以通过电阻测量确定两个旋转台的位置。两个可旋转电极均通过置于电极与电机之间的 0.3 mm 聚四氟乙烯片绝缘，并通过弹簧加载销施加偏压，从而可在捕获或运输期间施加电压。

在反质子注入期间，减速箔置于阱轴线上。它是一种镀铝 Mylar® 箔，其厚度与反质子所需的阻止本领相匹配，因此，传输反质子中动能低于 2 keV 的低能尾部可以通过 CT 中的高压脉冲被阻止。用于捕获脉冲的两个快速切换高压电极位于 CT 两端，即图 8(a) 中的电极$a$和$o$；快速、低噪声高压开关可施加 -2 kV 脉冲。随后，可以进行协同电子冷却[50,75] ，以在中心阱电极$h$中积累反质子；该电极与周围的电极$f$ 至$j$ 共同构成采用补偿正交设计的圆柱形五电极彭宁阱[58]。处于由此形成的谐势中的囚禁粒子以彭宁阱确定的运动频率运动，可通过射频驱动[76], 进行操控，并通过像电流探测器[54,65]进行探测和电阻冷却。轴向激发和轴向-径向边带耦合信号既可以分别施加到专用电极（例如电极$f$ 和径向分段电极$i$），也可以通过电极之间的狭缝，由置于电极附近的导线施加。像电流探测系统从电极$g$拾取轴向模信号，而回旋探测系统连接到电极$i$的第二个分段。我们将利用 CT 中的这一阱构型实施电子和污染粒子清除程序，并制备冷却至像电流探测器温度的洁净反质子云，该温度通常接近 4.2 K。有关这一程序的更多细节已在此前报道[50]。

在低温恒温器（CT）中操纵粒子期间，入口通道处于关闭状态，以抑制残余气体流入阱室，并延长单分子层形成时间（详见下文）。为此，减速级外壳的壁面会旋转至入口通道前方。请注意，减速器台关闭时并非完全密封；旋转部件与入口通道末端之间留有一条宽度为 0.1 mm 的小通道，使旋转级能够以最小扭矩运行。最关键的操纵步骤之一，是采用分离与合并方案，分别以非破坏性的方式将小团反质子与主阱中的粒子分开并合并[77]。因此，我们能够转移并排出单个反质子，从而降低一次操作中损失整个阱内粒子群的风险。为了在低温恒温器（CT）中实施分离与合并序列，我们需要设置多个可囚禁粒子的位置。由于这些序列中的电势斜坡通常会形成非谐势阱，使得在操作过程中无法观测到像电流信号，因此我们增设了第二谐势囚禁区，以便分别在分离或合并过程结束或开始时进行探测。这个第二谐势阱由电极$k$ 至$o$构成；此外，我们也将低温恒温器（CT）的轴向探测系统连接到电极$l$。这样，我们便能同时对分离后两个势阱中的粒子进行计数，从而省去了此前流程中额外的输运斜坡和顺序计数测量[77]。粒子转移至存储阱（ST）的过程由低温恒温器（CT）中的电极$m$、$n$ 和$o$以及

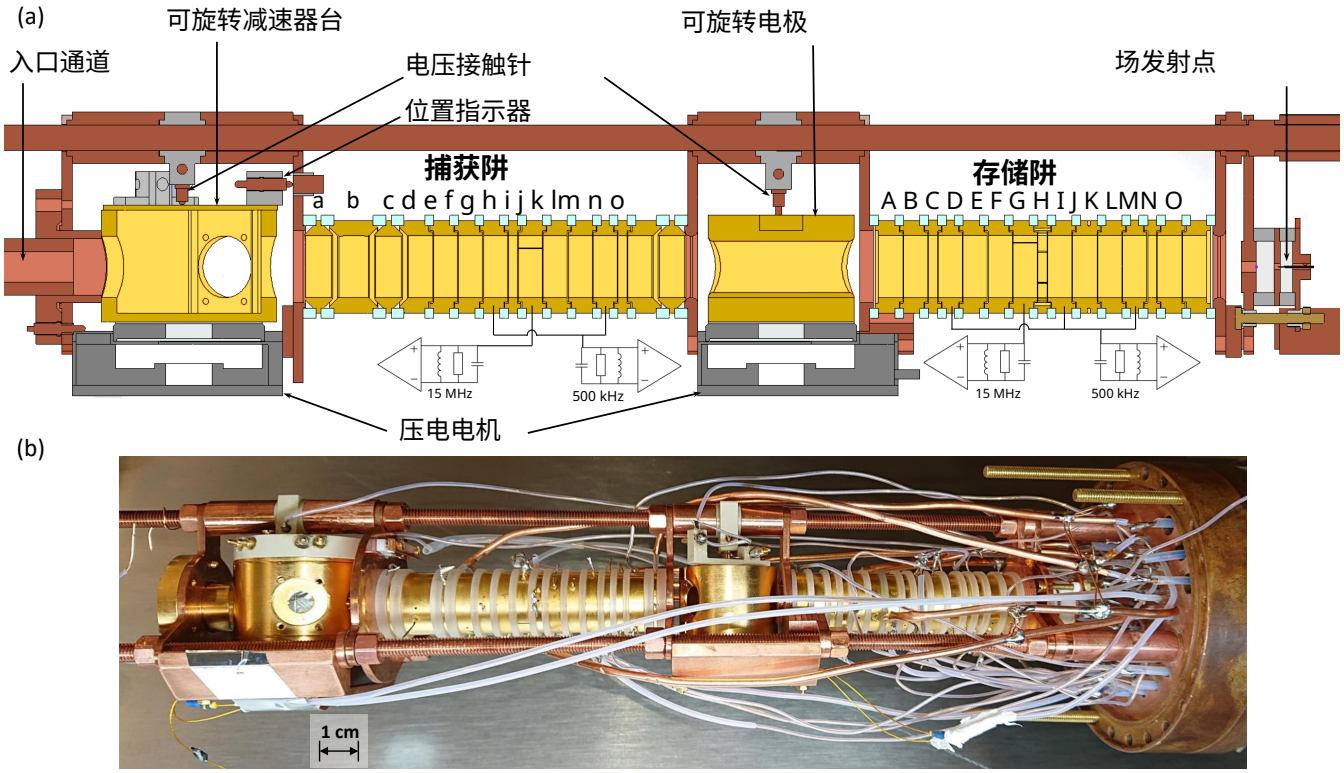



图 8。（a）阱系统的技术示意图。图中展示了捕获阱和存储阱的电极堆栈，各个电极分别用小写字母（a-o）和大写字母（A-O）标注。图中还展示了可旋转减速器台和可旋转电极，包括驱动旋转台的压电电机、电压接触针以及一个位置指示器。反质子入口通道位于左端，电子的场发射点位于右侧。电路图显示了轴向（500 kHz）和回旋（15 MHz）像电流探测器与阱的连接。颜色说明：镀金无氧电子铜（深黄色）及其切口（黄色）、未镀层无氧电子铜（棕色）及其切口（浅棕色）、蓝宝石（浅蓝色）、其他绝缘体（浅灰色）以及压电电机（深灰色）。（b）俘获阱堆叠的照片。右侧，俘获阱堆叠安装在插针基座法兰上，低温俘获腔室的引线馈通件连接至电子设备区段。左侧，延伸至阱室法兰的入口通道未显示。详情请参阅正文。

存储阱（ST）中的电极$A$、$B$和$C$控制。位于低温恒温器（CT）与存储阱（ST）之间的可旋转电极会在此过程中打开。与此前的测量一样，我们首先通过缓慢的电压斜坡，使反质子沿磁力线按照轴向俘获势的绝热斜坡移动；其速度由低通滤波器的时间常数设定，为 $\tau \approx 100\text{ms}$，并将粒子储存在电极$n$中。电极$o$ 和$A$ 通过带有二极管桥接电阻的低通滤波器进行偏置，因此能够在 100 ns 的时间尺度上施加脉冲，以时序精确的脉冲束团形式转移反质子。其他彭宁阱实验也常规采用这种方法。例如，SHIPTRAP 在同一超导磁体中有两个阱，两阱之间也由差分抽气屏障隔开[78]；离子在阱间转移时使用低加速度电压，通常低于 100 V[79]。除电极$o$ 外，我们用于转移离子的电极均配备了适用于 200 V 的偏置网络；电极$o$ 还设计为可在 $-2\text{kV}$ 下运行，以用于注入程序。

将反质子从磁场中射出并送入外部俘获系统时，也采用类似的转移流程，不同之处在于运输过程是在更高的动能下进行的。这一射出流程中，反质子离开磁场，同样适用于ISOLDE设施中的ISOLTRAP实验所研究的放射性核素离子，在该实验中，两个分别置于超导磁体中的阱之间以约3 keV的动能进行静电输运[80]。为实现引出，部分储存的反质子在CT中冷却，并输运至电极 $a$、$b$ 和$c$。为了将反质子加速至 $\sim$ 3keV的输运动能，这些电极被设计为高压电极，电势最高可达 $\pm 3$ kV，但受到低温高压馈通件的限制；电极$a$ 则通过脉冲方式打开，以实现引出。在引出脉冲之前，其余反质子储存在ST中；在将可旋转减速器台的开放通道与阱轴对齐之前，CT与ST之间的可旋转电极处于关闭状态。这样可以避免进入的残余气体在ST中引发湮灭。引出的反质子需要以远低于引出过程中的动能通过差分抽气段，而可用于放置能够调节轨迹并重新聚焦引出脉冲的静电偏转元件的无磁场区域十分有限。这类元件只能放置在可运输的BASE-STEP装置之外，因此，唯一会显著影响引出脉冲准直效果的参数，是电极$a$ 和$b$ 的电势选择；这两个电极在加速过程中定义了径向电场。根据模拟，我们估计引出

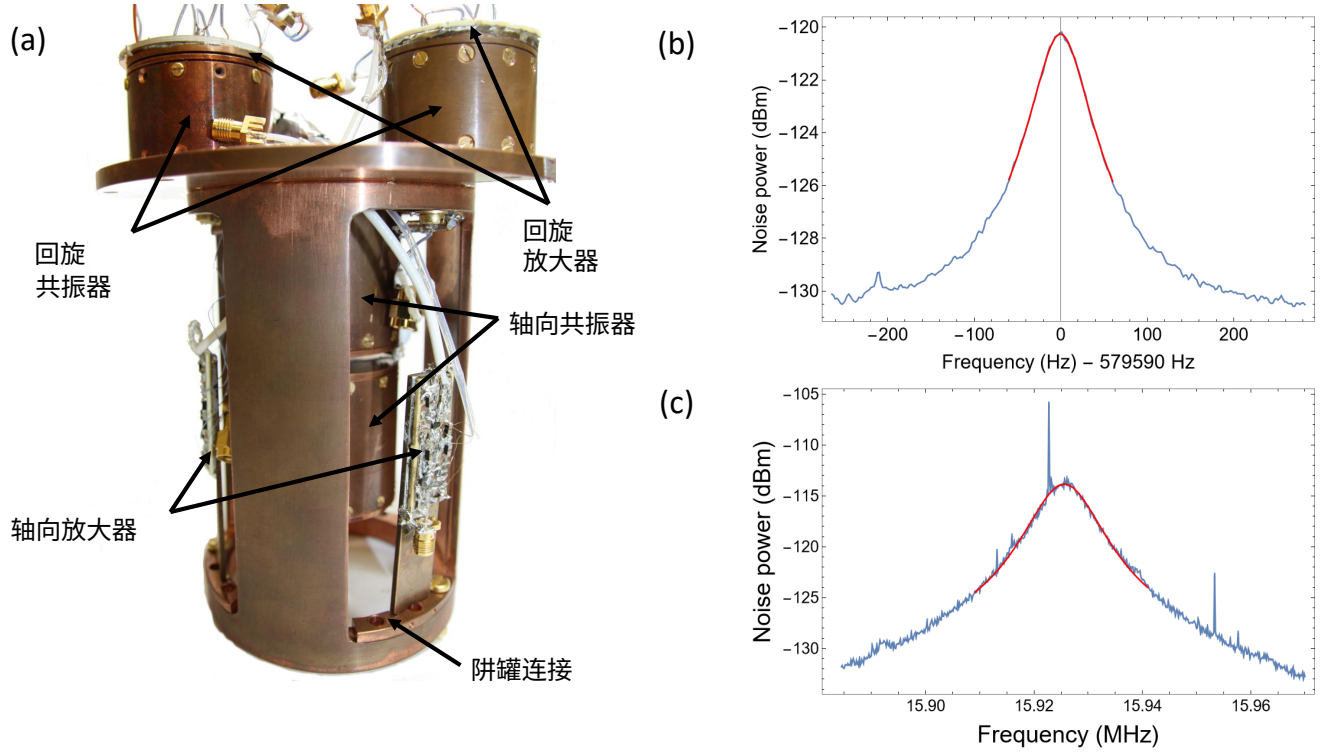



图 9。（a）BASE-STEP阱系统探测段的照片。（b）一个轴向探测器的噪声谱，其$Q$值为 9200。（c）带有环形线圈的回旋探测器在 15.9 MHz 下的噪声谱，接近反质子修正回旋频率。探测器的$Q$ 值为 1700。在（b）和（c）中，蓝线表示测得的噪声谱，红色曲线是拟合数据得到的洛伦兹曲线，用于提取$Q$ 值。回旋探测器的谱中显示出多个峰，这是由于冷头低温恒温器中拾取到的噪声信号所致。

效率为30%，可到达室温真空腔入口处的阀门，而无需采取额外措施。我们目前正在评估多种提高引出效率的可能性，但具体细节超出了本文的讨论范围。一种方案是在差分抽气段中加入磁螺线管磁场，以限制反质子脉冲的扩展。另一种可能性是研究离子地毯设计[81]，使其能够良好地与彭宁阱连接，并利用离子冲浪技术[82] 将反质子输送通过差分抽气通道。

ST 是最能防护进入的残余气体的囚禁装置，用作反质子的长期存储阱区域。ST 电极堆栈设有三个谐波囚禁区域，电极 $C$、$H$ 和 $M$ 分别作为阱中心；以电极 $H$ 为中心的主储存区域与 CT 中的相应区域相似，不同之处在于分段环形电极 $H$ 能够施加旋转壁势，以径向压缩较大的反质子云[83]。分离与合并方案也可以应用于 ST，以控制转移到 CT 中的反质子数量。由于此过程只需要两个囚禁区域，因此第三个谐波区域可以实现其他功能，例如作为备用反质子储存器，或者在反质子寿命测量中作为高电荷离子阱，用于独立的真空测量[84,85]。为此，ST 的远端安装了一支电子枪。它主要为初始捕获过程产生冷电子[50],，但也可以用于电子碰撞电离或俘获离子的电荷繁殖。

非破坏性探测系统也是阱系统的重要组成部分。这些系统用于频率测量、冷却，以及对囚禁粒子的数量进行计数和监测[84],，这对于表征粒子分离程序至关重要[77]。对于 BASE-STEP阱系统，我们开发了图 9 所示的探测段，其中包含两个频率约为 500 kHz 的轴向探测器[54] 和两个频率约为 15 MHz 的回旋探测器[65]，用于在每个俘获阱堆叠中对这两种模式进行像电流探测。探测器由圆柱形铜外壳内的超导环形线圈和一个低噪声低温放大器组成，该放大器以输入阻抗高的双栅砷化镓场效应晶体管作为输入级[65]。迄今为止，BASE 仅使用轴向探测系统来捕获囚禁粒子并对其数量进行计数，而 BASE-STEP 阱系统还配备了回旋探测器，用于额外的诊断。我们的探测单元有一个新颖之处：回旋探测器采用环形超导线圈，此前该类探测器使用铜线圈和铌钛螺线管[50,65]。作为性能示例，我们展示了在冷头低温恒温器测试期间测得的共振，其 $Q \sim 1700$ 见图 9(c)。回旋探测器还将为反质子寿命测量提供额外信息；这类测量需要分辨随时间变化的大量囚禁粒子。轴向探测器所需的平均时间随 $N^2$ 增加，这限制了单粒子

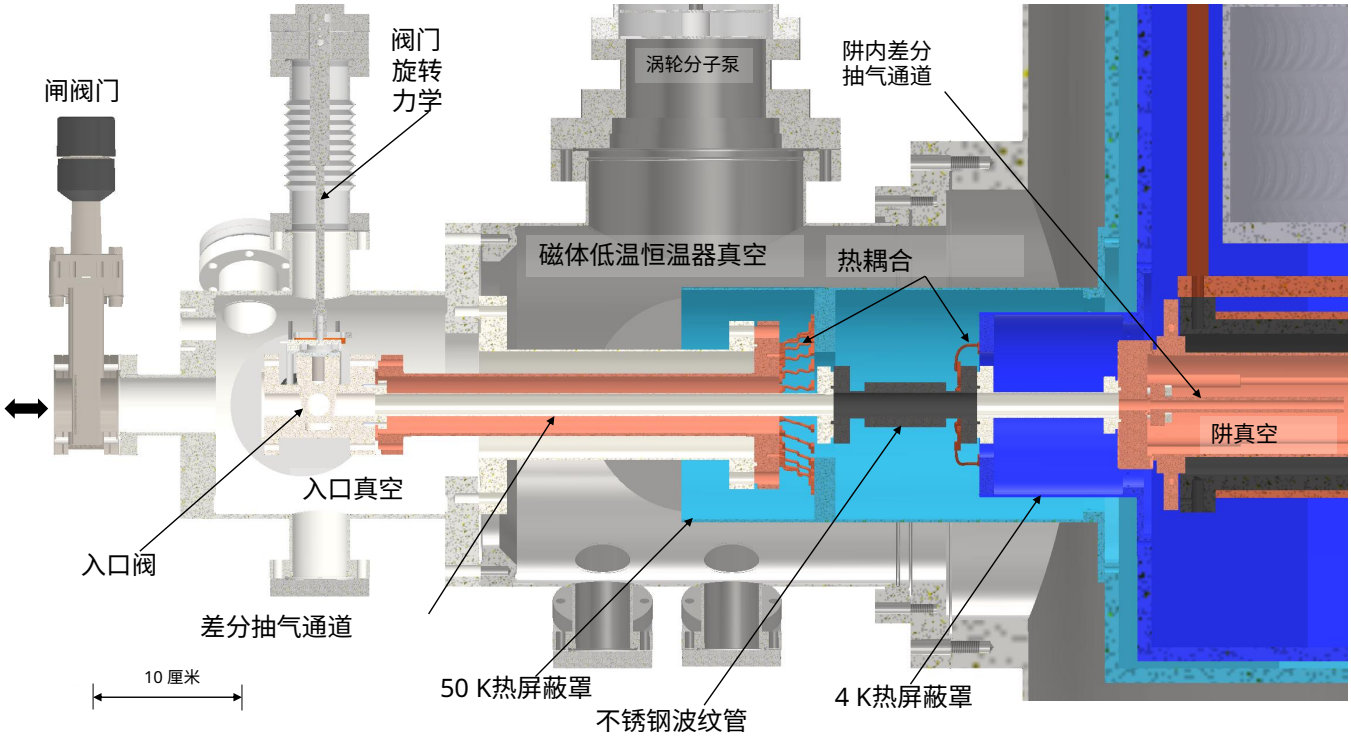



图 10. 差分抽气段示意图，右侧连接阱室，左侧连接注入/弹出端口。详情请参阅正文。

对大粒子云的分辨率[84]，；而使用回旋探测器进行峰值计数或积分功率测量，则提供了另一种确定囚禁反质子数量的方法。

### E. 差分抽气段

运输反质子时，低温俘获腔室必须保持极高真空。具体而言，残余气体压力为 $10^{-10}$ mbar时，离子阱寿命仅为 $\sim 5$s；若要使离子阱寿命达到约三个月[86]，我们要求真空度至少达到 $10^{-16}$ mbar。迄今为止，BASE一直通过薄真空窗将反质子注入密封的低温真空腔室[50]。在这些条件下，只能通过反质子阱的寿命测量残余气体压力；我们在储存反质子云最长达405天后[84]，测得其上限低于$10^{-18}$mbar。

由于可运输离子阱需要采用开放式离子阱系统，才能将低能反质子转移到另一个阱系统中，因此残余气体会通过反质子转运通道进入，损害阱真空。最初，阱室条件将与封闭式低温装置相似，因为在室温下将压力降至 $10^{-6}$mbar 以下后，装置会进行冷却；这会使离子阱表面的覆盖率较低（$\lesssim 1\%$），并通过冻结和高效低温抽气达到超低压。然而，通过差分抽气段进入阱室的残余气体会形成低密度原子束，因此在附着到冷表面之前，可能直接穿过阱中心并导致湮灭。此外，在单分子层的AV在线

残余气体已在其表面形成。这导致在 4K 下，低温抽气对氢分子和氦不再有效。基于流导为$C$的通道中的分子流，我们得到单分子层形成时间为[87]:

$$\tau_M = \frac{A_{\text{trap}}}{A_{\text{mol}}} \frac{k_B T}{\Delta P C}, \tag{7}$$

其中$A^{\text{trap}}$ 为低温俘获腔室的表面积，$A_{\text{mol}} \sim (\pi/4)$ $(300\text{pm})^2$ 为根据残余气体粒子的动力学直径确定的粒子覆盖面积[88,89]，$k_B$ 为玻尔兹曼常数， $\Delta P$ 为通道两端的压力差，$T$为残余气体粒子的温度。

为维持低温抽气， $\tau_M$ 需要至少约等于所需的反质子储存时间。因此，我们必须通过在差分抽气管入口处形成优良的真空条件来将$\Delta P$ 降至最低。为此，我们将一个专用入口腔室设置为室温真空腔室的最后一个元件，见图10。入口腔室采用两个串联的涡轮分子泵抽空，并并联使用一个非蒸发型吸气剂（NEG）泵（图10中未显示泵）。此外，入口腔室经过真空烘烤，以减少氢气放气。我们的目标是达到 $10^{-10}$mbar或更低的工作压力。为了达到这一条件，我们还需要将入口真空腔室与磁体低温恒温器的绝热真空分隔开，因为由于存在多层绝热箔以及电子设备放气，即使在低温条件下，绝热真空的典型工作压力仍为 $\sim 1 \times 10^{-8}$ mbar，较高于入口真空。

阱室通过一系列差分抽气通道与入口腔室相连，以最小化流导$C$。从入口腔室开始，差分抽气段的第一个元件是入口阀，该阀在注入和排出反质子时打开，在其他情况下关闭，以延长低温真空腔中的单分子层形成时间。入口阀由低热流导率的钛合金（5级钛）制成，由钛阀体内一个可旋转的锥形阀杆组成；在打开状态下，其自由孔径为直径16 mm、长度77.5 mm。随后，残余气体必须通过一个内径16 mm、长度500 mm的段，该段由两根5级钛管制成，中间由不锈钢波纹管隔开，用于补偿磁体组件与差分抽气管之间因热收缩产生的机械应力。钛管还在入口阀（入口阀与低温制冷机的第一级相连）和4 K下的阱真空腔之间充当热传导阻力。该段之后是厚度20 mm、孔径8 mm的陷阱腔法兰，以及一个如图10所示的内径6 mm、长度135 mm的陷阱腔内部差分抽气段。该通道已经处于磁体的磁场中，反质子束直径受到回旋运动的限制，因此通道直径可以更小。在4.2 K下，通过陷阱腔内部通道的流导对于氢分子和氦分别约为0.09 ℓ/s和0.07 ℓ/s，而之前各元件组合后的流导约高出20倍。根据工作压力差 $\Delta P$ 和组合流导$C = 0.16\,\ell/\mathrm{s}$，我们估计单分子层形成时间为$\tau_{M,0} \approx 430$天。为了进一步保护反质子储存器，我们在差分抽气管入口处增设了入口阀。为关闭入口阀，使用带旋转馈通装置的波纹管形成一个可伸缩钥匙，使其在阀体内的两个确定位置之间转动锥形阀杆，随后将其撤回。否则，其约350 mW的传导热负荷会增加脉管制冷机第二级的热负荷。在关闭状态下，残余气体会从两个抛光钛表面之间泄漏进入差分抽气管，因为我们选择了不带额外密封元件的简单设计。我们曾考虑采用聚四氟乙烯密封件以降低漏率，但密封件需要在密封面上施加压力才能发挥作用，反过来又需要更大的扭矩来转动阀杆。我们决定采用低摩擦设计，以确保运行可靠。

为表征入口阀对单分子层形成时间的影响，我们根据测量值确定了阀门开启状态与关闭状态下流导的比值，如图 11 所示。为此，将带有真空腔室和差分抽气屏障的入口阀安装在冷头低温恒温器中，使入口腔室与冷头内的真空由入口阀隔开。图 10 中的热耦合通过铜杆连接到低温制冷机的第一级和第二级。每次测试时，入口腔室和冷头腔室的压力分别被抽至低于$5 \times 10^{-5}$mbar 和 $5 \times 10^{-7}$mbar。随后关闭通往泵的阀门，使冷头腔室中仅有低温抽气

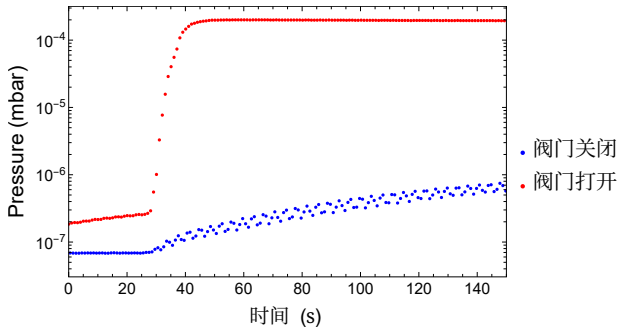



图 11. 将入口腔室压力升至 $6 \times 10^{-3}$mbar 后，入口阀后方冷头腔室内的压力变化。在打开状态下，15s 后达到压力平衡；而在关闭状态下，压力上升的时间常数估计低 4000 倍。

保持活跃，但不再从装置中抽出氦。随后，我们向入口腔室注入一脉冲氦气，使其压力升高至 $10^{-4}$ mbar 至 $10^{-1}$mbar 之间的数值。图 11 中，氦气注入发生在约 $t = 30$s 时；此后冷头腔室压力呈指数上升，其速率与阀门的流导成正比。我们在多种不同条件下比较了阀门开启和关闭状态下的流导比。我们估计，关闭状态下的流导至少比开启状态低 1000 倍。不过需要指出的是，该测试是在高于分子流范围的压力下进行的，而且入口腔室的有限体积、放气率、温度变化等多种其他因素都会影响测量精度，因此该结果只能视为对实际运行条件下情况的估算。尽管如此，我们的估算表明，若同时考虑其他差分抽气管的低流导，单分子层形成时间还可进一步延长三倍。

反质子囚禁区域直接暴露于进入的残余气体粒子，在大多数情况下会受到入口阀和俘获阱堆叠中另外两个可旋转电极的抑制，相较于开放状态如此。在从 ELENA 注入反质子（$E_{\mathrm{kin}} \sim 100$keV）期间，反质子会穿过减速箔，阻止进入的气体进入 CT。然而，当需要以低能量（$E_{\mathrm{kin}} \sim 2$keV）将反质子从阱系统中射出时，必须直接打开通向 CT 的通道；在这种情况下，我们预计 CT 中被俘获反质子的湮灭率最高。为了估算此配置下的损失率，我们进行了 MOLFLOW+ 模拟，以估算流入 CT 中心的残余气体流上限。我们模拟了压力条件，假设差分抽气通道中的单分子层已形成完毕，但阱室表面仍能完美地进行低温抽气。我们发现，CT 中心位置处残余气体粒子的局部压力为 $10^{-13}$mbar，比 $10^{-10}$mbar 的入口压力低 1000 倍，因此有效存储时间约为 1.5 小时。由于射出反质子所需的时间窗口可能不足以.....

不到一分钟后，我们得出结论：可以在低温恒温器中完成转移，而不会产生显著的湮灭损失。

差分抽气段还起到隔离低温恒温器隔离真空与入口及阱室真空的作用。为此，差分抽气通道作为一系列同心管的一部分，与室温真空室机械连接，见图10。为控制热负荷，外管和内管采用低热流导率的5级钛制成，外管末端与磁体的第一级热屏蔽罩（∼50K）热连接。两管之间的无氧电子级铜管将它们连接起来，并将入口阀上的辐射热负荷导向50 K热屏蔽罩。最后，连接至磁体第二级热屏蔽罩的热锚截获剩余热负荷，防止阱室和线圈主体升温。估算低温制冷机第一级和第二级的热负荷分别为6 W和80 mW。

## IV. 展望

我们报告了 BASE-STEP 可运输反质子囚禁装置的设计，该装置将安装在欧洲核子研究中心的AD/ELENA设施中。可运输离子阱是反质子精密测量领域一项前景广阔的发展，也有望用于测量其他寿命较长的加速器产生的离子。对于精密测量和基础物理研究，可运输离子阱的运行方式将类似于目前使用的其他外部离子源[90,91]。

具体而言，我们预计，对储存在精密彭宁阱中的反质子进行频率比测量，将因磁场噪声降低而大为受益；将反质子测量移出AD/ELENA设施，转移至低噪声实验室，也将改进对重子扇区CPT对称性的检验。尽管将反物质运送至遥远实验室长期以来一直是人们的愿望，但这是一项重大的技术挑战，近来离子阱技术的进步为应对这一挑战提供了助力。具体而言，我们精心设计了低温真空系统，以实现反质子的长期储存。在利用BASE-STEP装置初步演示粒子运输后，我们计划改进对反质子寿命的直接限制，从而约束反质子的暗衰变道[84]。此外，可运输离子阱还将使人们能够在地下实验室专门搜寻微带电暗物质粒子。电荷小于电子电荷 $10^{-4}$ 分之一的粒子需要经过厚重的覆盖层（∼ 1 千米），才能被阻止、热化，并最终与被捕获的反质子发生散射[49]。在地下实验室中，将可运输离子阱置于高压平台内，以积累或排出微带电粒子，将开辟一种新型的专门暗物质搜寻方式。此外，利用可运输的STEP装置和AD大厅内现有的固定式BASE装置，可以首次开展遥距离同步囚禁反质子频率测量，直接检验反粒子的洛伦兹不变性[24],，并开展暗物质畴壁搜寻，例如采用磁力计实施的搜寻[47]或光学钟[92],，但改用反粒子探针。

从长远来看，开发可运输离子阱将使低能反质子实验能够扩展至AD/ELENA设施可用空间之外，但这些实验必须以非破坏性方式进行，且反质子消耗率较低或重新装载频率较低。

## 致谢

我们特别感谢欧洲核子研究中心支持在AD/ELENA设施中实施 BASE-STEP，也感谢所有参与反质子实验的欧洲核子研究中心团队。我们感谢欧洲研究理事会（启动资助项目编号：852818）、理化学研究所、马克斯·普朗克学会、马克斯·普朗克—理化学研究所—PTB 时间、常数与基本对称性中心（C-TCFS），以及美因茨物理研究所 QUANTUM研究组提供的资金支持。

[1]M. Dine 和 A. Kusenko, 《现代物理评论》76，1（2003）。[2]G. Bertone、D. Hooper 和 J. Silk, 《物理学报告》405，279（2005）。[3]M. S. Safronova、D. Budker、D. DeMille 等, 《现代物理评论》90，025008（2018）。[4]D. Hanneke、S. Fogwell 和 G. Gabrielse, 《物理评论快报》100，120801（2008）。[5]X. Fan、T. G. Myers、B. A. D. Sukra 和 G. Gabrielse, 《物理评论快报》130，071801（2023）。[6]R. H. Parker、C. Yu、W. Zhong 等, 《科学》360，191（2018）。[7]L. Morel、Z. Yao、P. Cladé 和 S. Guellati-Khélifa, 《自然》588，61（2020）。[8]B. Abi、T. Albahri、S. Al-Kilani 等（Muon g −2 合作组），《物理评论快报》126，141801（2021）。[9]W. B. Cairncross、D. N. Gresh、M. Grau 等, 《物理评论快报》119，153001（2017）。[10]V. Andreev、D. G. Ang、D. DeMille 等, 《自然》562，355（2018）。[11]C. Abel、S. Afach、N. J. Ayres 等, 《物理评论快报》124，081803（2020）。[12]M. Hori、H. Aghai-Khozani、A. Sótér 等, 《科学》354，610（2016）。[13]M. Ahmadi、B. X. R. Alves、C. J. Baker 等, 《自然》557，71（2018）。[14]M. Ahmadi、B. X. R. Alves、C. J. Baker 等, 《自然》578，375（2020）。[15]M. Charlton、S. Eriksson 和 G. M. Shore，“在反氢实验中检验基础物理学”，（2020），arXiv:2002.09348 [hep-ph]。[16]S. Ulmer、C. Smorra、A. Mooser 等, 《自然》524，196（2015）。[17]C. Smorra、S. Sellner、M. J. Borchert 等, 《自然》550，371（2017）。[18]M. Borchert、J. Devlin、S. Erlewein 等, 《自然》601，53（2022）。[19]M. Hori 和 J. Walz, 《粒子与核物理进展》72，206（2013）。[20]W. Bartmann、P. Belochitskii、H. Breuker 等, 《英国皇家学会哲学学报A辑：数学、物理与工程科学》376，20170266（2018）。[21]G. Schneider、A. Mooser、M. Bohman 等, 《科学》358，1081（2017）。[22]R. J. Hughes 和 M. H. Holzscheiter, 《物理评论快报》66，854（1991）。[23]R. Bluhm、V. A. Kostelecký 和 N. Russell, 《物理评论D辑》57，3932（1998）。[24]Y. Ding, 《对称性》11，1220（2019）。[25]C. Smorra、Y. V. Stadnik、P. E. Blessing 等, 《自然》575，310（2019）。[26]I. Bediaga 和 C. Göbel, 《粒子与核物理进展》114，103808 2020( )。[27]J. Dove、B. Kerns、R. McClellan 等, 《自然》590，561（2021）。[28]S. Ulmer, BASE 2019年度报告，技术报告（欧洲核子研究中心，日内瓦，2019）。[29] C. H. Tseng 和 G. Gabrielse, 《超精细相互作用》76，381（1993）。[30]H. Dehmelt, 《物理学文稿》T59，423（1995）。[31]N. Huntemann、C. Sanner、B. Lipphardt 等, 《物理评论快报》116，063001（2016）。[32]T. Bothwell、D. Kedar、E. Oelker 等, 《计量学》56，065004（2019）。[33] S. M. Brewer、J.-S. Chen、A. M. Hankin 等, 《物理评论快报》123，033201（2019）。[34]Y. Huang、H. Zhang、B. Zhang 等, 《物理评论A辑》102，050802（2020）。[35]J. Grotti、S. Koller、S. Vogt 等, 《自然·物理》14，437（2018）。

[36]M. Takamoto、I. Ushijima、N. Ohmae 等，《自然·光子学》14，411（2020）。[37]M. Wada 和 Y. Yamazaki，《物理学研究中的核仪器与方法B辑：束流与材料及原子相互作用》214，196（2004）。[38]N. Nakatsuka、A. Obertelli、H. de Gersem 等，《德国物理学会会刊》（2019）。[39]Aumann、T.、Bartmann、W.、Boine-Frankenheim、O. 等，《欧洲物理学杂志A辑》58，88（2022）。[40]M. Bohman、V. Grunhofer、C. Smorra 等，《现代光学杂志》65，568 2018( )。[41]M. Bohman、V. Grunhofer、C. S morra 等，《自然》596，514（2021）。[42]C. Will、M. Bohman、T. Driscoll 等，《新物理学杂志》24，033021（2022）。[43]M. Niemann、T. Meiners、J. Mielke 等，《测量科学与技术》31，035003（2019）。[44]J. Mielke、J. Pick、J. A. Coenders 等，《物理学杂志B辑：原子、分子与光学物理》54（2021）。[45]S. Rau、F. Heiße、F. Köhler-Langes 等，《自然》585，43（2020）。[46]E. G. Myers，《物理评论A辑》98，010101（2018）。[47]S. Afach、B. Buchler、D. Budker 等，《自然·物理》17，1396（2021）。[48]P. Wcisło、P. Ablewski、K. Beloy 等，《科学进展》4，12（2018）。[49]D. Budker、P. W. Graham、H. Ramani 等，《PRX量子》3，010330（2022）。[50]C. Smorra、K. Blaum、L. Bojtar 等，《欧洲物理学杂志：专题》224，3055（2015）。[51]C. Smorra 和 A. Mooser，载于《物理学杂志：会议系列》，第1412卷（IOP出版社，2020年），第032001页。[52]L. S. Brown 和 G. Gabrielse，《物理评论A辑》25，2423（1982）。[53]H. Dehmelt，《美国国家科学院院刊》83，2291（1986）。[54]H. Nagahama、G. Schneider、A. Mooser 等，《科学仪器评论》87，113305（2016）。[55]J. K. Thompson、S. Rainville 和 D. E. Pritchard，《自然》 430，58 （ 2004 ）。[56]R. S. Van Dyck Jr 、D. Farnham、S. Zafonte 和 P. Schwinberg，《科学仪器评论》70，1665（1999）。[57]K. Kromer、C. Lyu、M. Door 等，《欧洲物理学杂志A辑》58，202 2022( )。[58]G. Gabrielse、L. Haarsma 和 S. L. Rolston，《国际质谱与离子过程杂志》88，319（1989）。[59]J. A. Devlin、E. Wursten、J. A. Harrington 等，《物理评论应用》12，044012 2019( )。[60]E. A. Cornell、R. M. Weisskoff、K. R. Boyce 和 D. E. Pritchard，《物理评论A辑》41，312（1990）。[61]S. Sturm、A. Wagner、B. Schabinger 和 K. Blaum，《物理评论快报》107，143003 2011( )。[62]G. Gabrielse、A. Khabbaz、D. S. Hall 等，《物理评论快报》82，3198（1999）。[63]E. A. Cornell、R. M. Weisskoff、K. R. Boyce 等，《物理评论快报》63，1674 1989( )。[64]M. J. Borchert，《通过高精度比较反质子和质子的基本性质挑战标准模型》，博士论文，汉诺威莱布尼茨大学（2021）。[65]S. Ulmer、K. Blaum、H. Kracke 等，《核仪器与方法：物理研究A辑：加速器、能谱仪、探测器及相关设备》705，55（2013）。[66]J. Ketter、T. Eronen、M. Höcker 等，《国际质谱学杂志》358，1（2014）。[67]R. X. Schüssler、H. Bekker、M. Braß 等，《自然》581，42（2020）。[68]F. Heiße、F. Köhler-Langes、S. Rau 等，《物理评论快报》119，033001（2017）。[69]E. G. Myers，《国际质谱学杂志》349-350，107（2013），质谱学百年。[70]W. Riley，《频率稳定性分析手册》（美国国家标准与技术研究院，博尔德，科罗拉多州，1995）。[71]T. Liu、A. Schnabel、J. Voigt 等，《科学仪器评论》92，024709（2021）。[72]J. DiSciacca、M. Marshall、K. Marable 等（ATRAP合作组），《物理评论快报》110，130801（2013）。[73]D. Barna、W. Bartmann、M. Fraser 和 R. Ostoji´c，载于《第六届国际粒子加速器会议论文集》（IPAC’15），美国弗吉尼亚州里士满，2015年5月3日至8日，国际粒子加速器会议第6期（JACoW，瑞士日内瓦，2015），第382–384页，https://doi.org/10.18429/JACoW-IPAC2015-MOPJE043。[74]C. Smorra、S. Ulmer、J. Walz 等，《BASE-STEP技术设计报告》，技术报告（欧洲核子研究中心，2021）。[75]G. Gabrielse、X. Fei、L. A. Orozco 等，《物理评论快报》63，1360（1989）。[76]K. Blaum，《物理学报告》425，1（2006）。[77]C. Smorra、A. Mooser、K. Franke 等，《国际质谱学杂志》389，10（2015）。[78]M. Block、D. Ackermann、D. Beck 等，《欧洲物理学杂志A辑：强子与原子核》25，49（2005）。[79]M. Block，《核物理A辑》944，471（2015）。[80]M. Mukherjee、D. Beck、K. Blaum 等，《欧洲物理学杂志A辑》35，1（2008）。[81]A. Hamaker、M. Brodeur、J. M. Kelly 等，《国际质谱学杂志》404，14（2016）。[82]G. Bollen，《国际质谱学杂志》299，131（2011）。[83]J. R. Danielson 和 C. M. Surko，《等离子体物理学》13，055706（2006）。[84]S. Sellner、M. Besirli、M. Bohman 等，《新物理学杂志》19，083023（2017）。[85]P. Micke、J. Stark、S. A. King 等，《科学仪器评论》90，065104（2019）。[86]X. Fei，《在离子阱中囚禁低能反质子》，博士论文，哈佛大学物理系（1990）。[87]P. K. Naik，《真空：科学、技术与应用》（CRC出版社，2018）。[88]B. Freeman、Y. Yampolskii 和 I. Pinnau，《气体与蒸气分离膜材料科学》（约翰·威立父子出版公司，2006）。[89]A. F. Ismail、K. C. Khulbe 和 T. Matsuura，瑞士：施普林格，10，978（2015）。[90]P. Micke、P. Beiersdorfer、G. V. Brown 等，《科学仪器评论》89，063109（2018）。[91]S. Sturm、I. Arapoglou、A. Egl 等，《欧洲物理学杂志专题辑》227，1425（2019）。[92]A. Derevianko 和 M. Pospelov，《自然·物理》10，933（2014）。