arXiv:2303.06991v1 [physics.atom-ph] 13 Mar 2023

利用加速晶格进行超冷原子的远距离温控输运

Luc Absil、Yann Balland 和 Franck Pereirados Santos*

LNE-SYRTE，巴黎天文台，PSL 大学，法国国家科学研究中心，索邦大学，巴黎，F–75014，法国

（日期：2023年3月14日）

摘要

我们报告了一种在宏观距离上输运超冷原子，并将其重新囚禁于垂直混合阱中的方法。该混合阱由垂直光晶格与横向囚禁光束叠加而成。输运通过布洛赫振荡实现，使我们能够将亚微开尔文原子云中多达 25% 的原子移动约 30 cm，且不会造成过度加热，并能良好控制其最终位置。在垂直混合阱中重新囚禁较长时间后，输运效率会降至约 10%。

*电子邮箱：franck.pereira@obspm.fr

I. 引言

自20世纪90年代首次实现以来，将冷原子云或玻色-爱因斯坦凝聚体（BEC）从产生区域输运到其他具有实验价值的区域，一直备受关注 [1]。人们根据所需规格，探索了利用磁场或光场的多种方法。磁阱已被证明适用于数十厘米的远距离移动，但代价是样品会升温 [2]。另一方面，将原子云囚禁在光晶格中，已被证明是实现单个原子精确移动约一厘米距离的首选方案 [3] [4], ，也可用于超冷原子的绝热厘米级输运 [5]。其他方案还包括使用贝塞尔光束 [6], 、可调焦莫尔´透镜 [7], 以及可调变焦的其他光学系统 [8] ，或光镊 [9] 。这些方案也展现出输运原子云的优势：既可在短距离输运时将加热控制在较低水平，也可在长距离输运时实现输运，但原子云升温更为明显。

在此报告的实验中，我们旨在利用基于被囚禁于光学阱中的 ^{87}Rb 原子的量子传感器，进行超灵敏的短程力测量。该光学阱由垂直浅晶格 $\lambda_{Verdi} = 532$ nm 与横向约束势 $\lambda_{IR} = 1064$ nm 重叠构成。在这种系统中，可以通过拉姆齐-拉曼干涉仪 [10] 探测相邻晶格位点之间的能量差，从而对作用于原子上的垂直力进行局部测量。我们的目标是探测原子云与镜子表面之间的微米尺度力。以往对类似测量的尝试表明，将样品置于远离目标表面的位置进行制备至关重要，这样可以尽量减少原子在表面上的非预期吸附 [11][12]。此外，测量的空间分辨率受云团的最终尺寸限制，首先体现在垂直方向上，即垂直于镜子表面的方向，其尺寸为数微米 [10]。其次，云团在横向上的延伸会导致对表面粗糙度进行平均。

本文展示了实验装置取得的成果：该装置能够将亚微开尔文原子云输运约 30 厘米，输运比例最高可达 25%，同时避免过度加热，并控制原子云的大小和最终位置。我们首先概述实验装置以及预期损耗的主要来源，

随后报告输运效率和原子位置控制方面的结果。

II. 实验装置

图 1-a 总结了原子制备的主要步骤。二维磁光阱（2D-MOT）将原子装载到三维磁光阱（3D-MOT）中，随后再装载到交叉偶极阱中，并在其中进行蒸发冷却，使温度降至 300 nK，原子密度达到 10^{12} atoms/cm^3 的量级。随后，原子被向上发射并输运超过 30 cm，直至接近晶格反射镜表面，在此处进行测量。

升降装置由两束重叠的反向传播光束“$Bloch\ 1$”和“$Bloch\ 2$”构成，其频差和强度会随时间调节。因此，原子被装载到深度可调的加速或减速晶格中。

A. 装置

布洛赫光束由一台外腔二极管激光器产生，再分成两束。每束光先通过一个双程声光调制器（AOM），再注入一台 2 W 锥形放大器。随后，每束经放大的光再通过另一个单程声光调制器，并注入一根保偏光纤。一根光纤将第一束布洛赫光束引至实验装置底部，使其进入真空腔；另一根光纤则将第二束布洛赫光束引至顶部。最后，两束光重叠，使其沿垂直方向反向传播。该装置可通过锥形放大器前的 AOM，在输运过程中调制两束光之间的频差；并通过锥形放大器后的 AOM 调节其功率。

B. 运动晶格中的原子

由两束反向传播、强度为 $I_{1,\ 2}$ 的光束“$Bloch\ 1,2$”干涉产生的周期势 $U(z)$ 与原子所感受到的局部强度 $I(z) = 2I_0(1 + m\cos\ 2kz)$ 成正比，其中 I_0 为平均强度，m 为各光束强度的

几何平均值和算术平均值之比：

$$U(z) = \frac{U_0}{2}(1 + m\cos 2kz) \tag{1}$$

相对于 ^{87}Rb 的 D2线，失谐 Δ 达数百吉赫时，晶格势深度为 $U_0 \sim \hbar\Gamma^2 I_0/(3\Delta I_s)$，其中 Γ 和 I_s 分别是该跃迁的自然线宽和饱和强度，而 k 是激光波矢的模。通过在两束布洛赫光束之间施加频差 $\Delta\omega$，我们便能以速度 $v_{latt} = \Delta\omega/2k$ 移动晶格势。这样就能通过布洛赫振荡对原子进行相干加速；每次振荡都会向原子传递 $2\hbar k$ 的动量。

对于本文所展示的测量，失谐量 Δ 设为 -250 吉赫。两束光的最大功率约为 50 mW，且束腰均为 $400\ \mu$m，据此计算出的最大深度约为 $150E_r$。这一结果与基于拉曼-纳特衍射确定的深度较为吻合：在输运前施加方脉冲，并测量衍射级次中的布居数随脉冲持续时间的变化，由此推得最大深度约为 $110E_r$。

图2展示了典型的输运序列。首先，通过在 $600\ \mu$s 内将晶格深度从 0 增加到 U_{acc}，同时以 25 MHz/s 的速率线性调频两束光之间的频差，将原子绝热装载到晶格中。这相当于以 g 加速晶格。

随后，在晶格深度固定为 U_{acc} 的情况下，用 6 ms 向上加速晶格。两束光之间频差的线性调频对应 N_{acc} 次布洛赫振荡。在以恒定速度输运一段时间后（期间可以降低晶格势），原子在深度为 U_{dec} 的条件下减速，经历 N_{dec} 次布洛赫振荡。接着，在 $600\ \mu$s 内将晶格势降至零，使原子绝热释放。之后，原子被囚禁在混合阱中，该阱由图1所示的绿色晶格和红外横向囚禁光束叠加构成，并将在其中进行力测量。

在加速和减速之间，我们将晶格深度保持为 U_{ff}，以使原子在垂直方向和横向上都受到囚禁。1064纳米红外激光也提供额外的横向束缚，其束腰约为 $200\ \mu$米，位于原子的目标位置，靠近晶格反射镜表面。

C. 损失来源

布洛赫振荡输运过程中常见的损耗来源包括自发辐射和非绝热损耗。自发辐射的速率约为 $P_{sp} \sim U_0\Gamma/\hbar\Delta$，会导致损耗随输运时长增加。值得注意的是，在我们的实验中，锥形放大器还会在共振附近发出放大自发辐射，我们使用窄带干涉型激光线滤光片（带宽约为 ~ 150 吉赫）对其进行有效滤除。这反过来迫使我们采用足够大的失谐量。

为了利用布洛赫振荡高效输运，原子必须先被装载到移动晶格的下能带中，并始终留在其中。加速过程的绝热性将加速度限制在某一临界值以下；在弱束缚极限下，可根据朗道-齐纳公式 [13] 推导出该临界值。晶格深度越大，临界加速度越大；通常，加速度越小、输运时间越长，损失也越少，这与自发辐射造成的损失相反。因此，需要在这两种损失来源之间取得平衡。值得注意的是，当深度低于 $20E_r$ 时，能带间的共振也会在某些加速度范围内降低输运效率。

最后，针对我们的光学装置，另一种损失来源是少量 *Bloch 1* 光束在绿色晶格反射镜和拉曼反射镜上发生反射。这些反射会形成额外的静态晶格，其中一部分原子可能被困住，如子图 1-α 所示。为尽量减少这类损失，一方面，绿色晶格反射镜的双色性使其在 780纳米处的反射率约为 0.6%；另一方面，顶部安装的偏振分束器理论上应能阻止 Bloch 1 光束反射到拉曼反射镜上。实际操作中，通过仔细调节光束的偏振，可将残余反射降至最低。

D. 探测

我们采用两种不同的探测方案来评估传输系统的性能。在底部腔室中，我们使用 PCO PixelFly CCD相机进行原位吸收成像；在上腔室中，则使用深度冷却的 EM-CCD 相机进行吸收成像或荧光探测。这使我们能够测量

$|F=2\rangle$ 态的原子数及两个腔室中的温度。在上腔室进行原位荧光成像，可以更灵敏地探测原子，但空间分辨率不高，因此只能测量各个 $|F=1\rangle$ 态和 $|F=2\rangle$ 态中的原子数。

III. 结果

为了优化原子的发射效率，我们首先在底部腔室对其加速后 3 ms 时的位置进行了成像。子图 1-α left 展示了一张吸收成像照片，其中有三组不同的原子：(3) 已发射的原子；(2) 因“Bloch 1”光束在拉曼反射镜上反射而被困在寄生晶格中的原子；以及 (1) 未被囚禁、处于自由落体状态的原子。通过调节“Bloch 1”光束的偏振，我们消除了第 (1) 组和第 (2) 组中的原子损失，从而得到右侧所示的单一原子团。随后，我们增加布洛赫振荡的次数，直到原子能够到达上腔室，并在那里获得了第一个信号（类似于子图 1-β 中的信号）。接着，在保持传输距离不变的情况下，我们优化了各个传输阶段的持续时间。初步优化后，加速阶段和减速阶段的持续时间均为 6 ms，加速过程中进行了 250 次布洛赫振荡，如图2所示。随后，我们优化了其他参数，例如“Bloch”光束的功率以及输运前原子的温度。最后，我们重新调整了持续时间和布洛赫振荡次数，但并未取得明显改善。

我们在图3中展示了原子的初始温度对其输运30 cm后以及在上述混合阱中囚禁后的原子数和温度的影响。我们发现，随着初始温度升高，这两个过程的效率都会降低。我们认为，原因之一是加速过程具有速度选择性：对于在晶格参考系中以亚反冲速度运动的原子，该过程效果最佳；另一原因是混合阱的深度较浅。需要注意的是，选择传输系统最合适的参数时，效率并非唯一相关指标。例如，可以采用较高的初始温度，尽管效率较低，却能输运更多原子；也可以采用较低的初始温度，从而在最后获得更小的尺寸。这些相关参数实际上取决于蒸发冷却阶段的具体情况，在该阶段，温度、原子数和初始尺寸彼此

相关。

图 4-a 展示了输运过程中布洛赫光束功率的影响。功率越大，深度越高，输运效率也越高。然而，为了后续能高效地装载到混合阱中，需要降低“$Bloch\ 1$”光束的功率，如图 4-c 所示。该图显示了俘获 1s 后混合阱中的原子数。我们认为，这一现象是由残余的寄生静态晶格造成的，这些晶格与“$Bloch\ 1$”光束在拉曼和绿色晶格反射镜上的反射有关。

我们还改变了其他参数，但没有取得明显改善。例如，我们可以提及输运过程中所用深度的影响（U_{ff}）。尽管在这一阶段降低深度原则上可以减少自发辐射造成的损失，但代价是输运原子数大幅减少，我们认为这是横向束缚减弱所致。因此，在此处展示的所有测量中，深度均保持不变，并与加速和减速阶段一样高。

输运后云团的位置稳定性是我们实验装置的一项关键指标。为检查其随时间的变化，我们交替对输运前后的云团进行吸收成像测量。图 5 绘出了这两组信号及其差值对应的阿伦标准差。

我们观察到，底部腔室中发射前的位置测量噪声较大；我们认为，这是因为云团尺寸较大（其中心位置是在经历 6 ms 的自由落体热膨胀后测得），以及底部相机的读出噪声高于顶部相机。

对于云团的两个位置，我们都观察到阿伦偏差在约 200 s 处出现一个凸起。这一扰动与空调系统的温度周期相关；计算两组信号的差值后，该扰动便消失，因为该差值的阿伦偏差呈白噪声特性，平均至 1000 s 时约为 100 nm。这证实，行进距离不受这些热涨落影响；这些热涨落主要由输运前原子云起始位置的波动造成。

顶部和底部位置之间的这种相关性会随着时间尺度延长至数小时或数天而减弱，这一点在图 5 中几千秒的时间尺度下已经可以观察到。这实际上可能是支撑

ou两个成像系统的机械结构发生形变所致，而非实际行进距离发生变化 .

最后，云团的最终垂直尺寸将决定我们力传感器的空间分辨率。不过，鉴于我们成像系统目前的分辨率约为 9μm，我们实际上无法精确测定这一尺寸及其涨落。尽管如此，由于原子始终被困住，我们预计原子云的尺寸与蒸发冷却结束时的尺寸相同（即均方根宽度为数微米左右）。

IV. 结论

我们研究了利用布洛赫振荡将超冷原子云输运30 cm远的效率，并实现了对其最终位置、尺寸和温度的精确控制，同时严格保证原子始终被困住。输运的最高效率达到25%；最终，我们在由蓝失谐静态晶格和用于横向束缚的红失谐行波构成的最终陷阱中，重新捕获了约10%的初始原子数。自发辐射在我们的装置中造成了显著的损失和加热；通过采用更大的失谐量，进而提高光束强度，可以减少这些影响。序列结束时，我们获得了一团低温且高度局域的原子样品，将用它来探测原子与介质镜之间的短程相互作用力；该介质镜用于反射晶格光束。

V. 致谢

本研究是在 QuantERA 项目 TAIOL 框架内开展的，该项目由欧盟 Horizon 2020研究与创新计划及法国国家科研署（ANR-18-QUAN-0015-01）资助。

[1] E. Peik、M. Ben Dahan、I. Bouchoule、Y. Castin 和 C. Salomon，《应用物理B》**65**，685（1997年）。[2] M. Greiner、I. Bloch、T. W. H¨ansch 和 T. Esslinger，《物理评论A》**63**，031401（2001年），出版商：美国物理学会。[3] S. Kuhr、W. Alt、D. Schrader、M. M¨uller、V. Gomer 和 D. Meschede，《科学》**293**，278（2001年），出版商：美国科学促进会。[4] D. Schrader、S. Kuhr、W. Alt、M. M¨uller、V. Gomer 和 D. Meschede，《应用物理B》**73**，819（2001年）。[5] T. Middelmann、S. Falke、C. Lisdat 和 U. Sterr，《新物理学杂志》**14**，073020（2012年），出版商：IOP出版社。[6] T. Klostermann、C. R. Cabrera、H. von Raven、J. F. Wienand、C. Schweizer、I. Bloch 和 M. Aidelsburger，**105**，043319（2022年）。[7] G. Unnikrishnan、C. Beulenkamp、D. Zhang、K. P. Zamarski、M. Landini 和 H.-C. N¨agerl，《科学仪器评论》**92**，063205（2021年），出版商：美国物理联合会。[8] J. H. Lee、H. Jung、J.-y. Choi 和 J. Mun，《物理评论A》**102**，063106（2020年），出版商：美国物理学会。[9] A. Couvert、T. Kawalec、G. Reinaudi 和 D. Gu´ery-Odelin，《欧洲物理快报》**83**，13001（2008年），出版商：IOP出版社。[10] X. Alauze、A. Bonnin、C. Solaro 和 F. P. D. Santos，《新物理学杂志》**20**，083014（2018年）。[11] F. Sorrentino、A. Alberti、G. Ferrari、V. V. Ivanov、N. Poli、M. Schioppo 和 G. M. Tino，《物理评论A》**79**，013409（2009年），出版商：美国物理学会。[12] J. M. McGuirk、D. M. Harber、J. M. Obrecht 和 E. A. Cornell，《物理评论A》**69**，062905（2004年），arXiv：凝聚态物理/0403254。[13] M. Ben Dahan、E. Peik、J. Reichel、Y. Castin 和 C. Salomon，《物理评论快报》**76**，4508（1996年），出版商：美国物理学会。

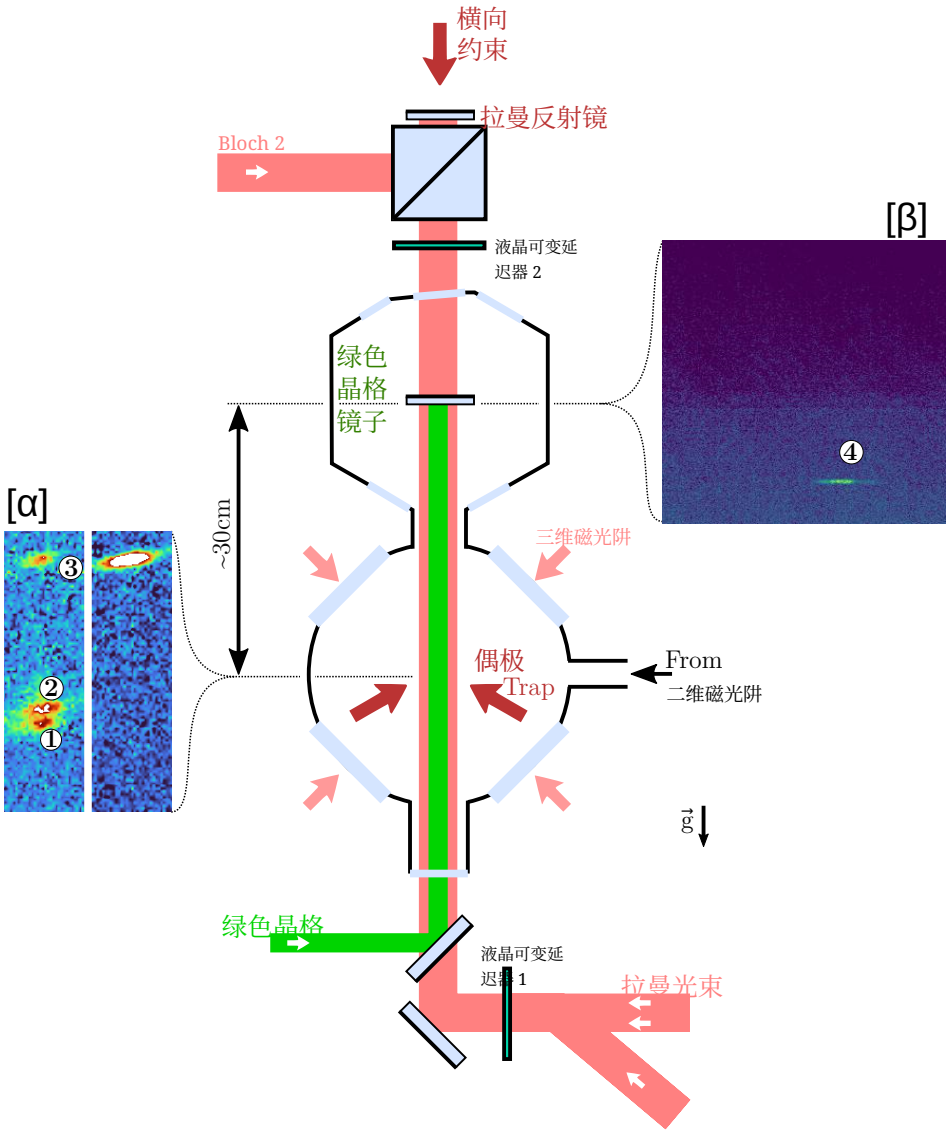


图1：我们的实验装置。

子图 $[\alpha]$ 和 $[\beta]$ 分别展示了原子云在升降装置启动后 3ms，以及升至 30cm 高处、到达升降装置末端并靠近目标表面时的吸收图像。 $[\alpha]$ 展示了两种情况：一是“左”图中的偏振不完美，二是“右”图中的“*Bloch 1*”光束偏振经过调整。图中突出显示了由“*Bloch 1*”光束在拉曼反射镜（ 2◯）上的反射所导致的寄生晶格损耗，以及发射绝热性不足所导致的损耗（ 1◯）。

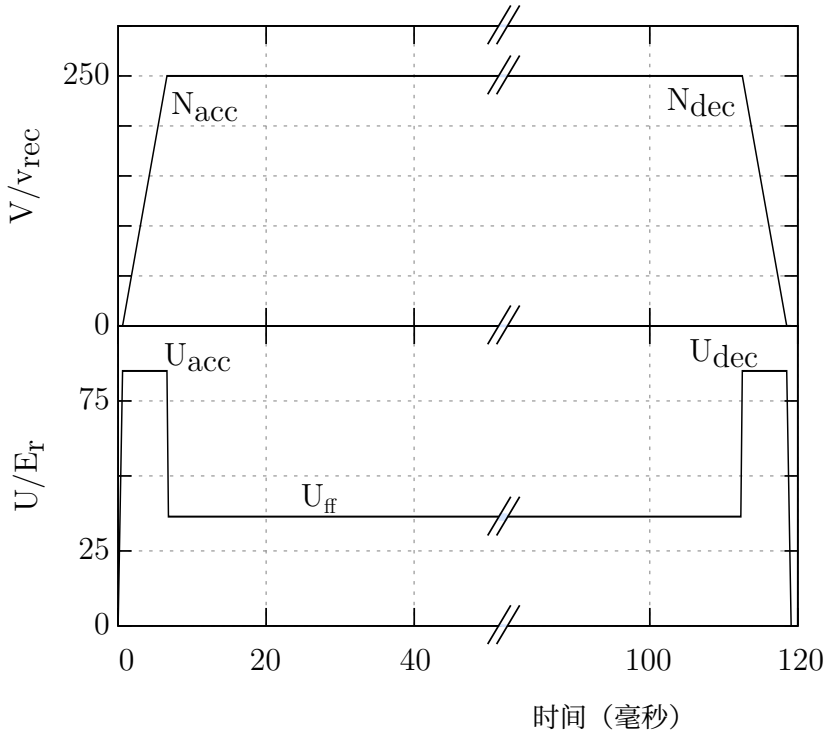


图 2: 升降装置阶段激光功率和频率的优化序列 e.

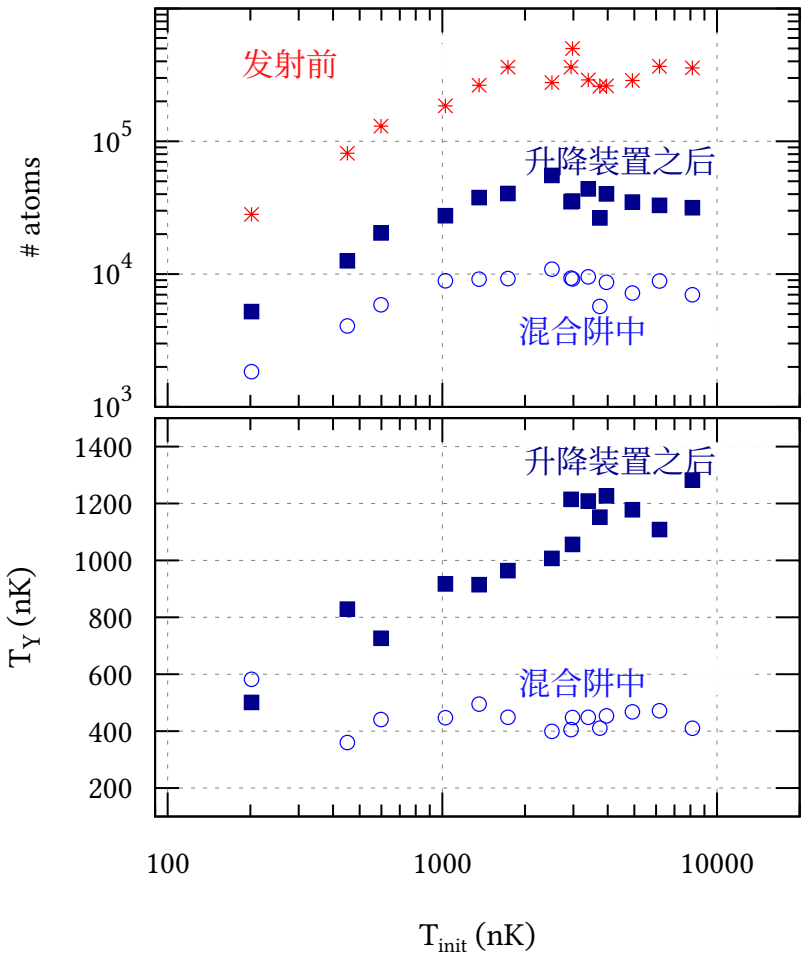


图3：初始温度（冷却过程结束时、发射前）的云团对（上）输运结束时以及在混合阱中经过1秒后的原子数和（下）垂直方向上的温度的影响。

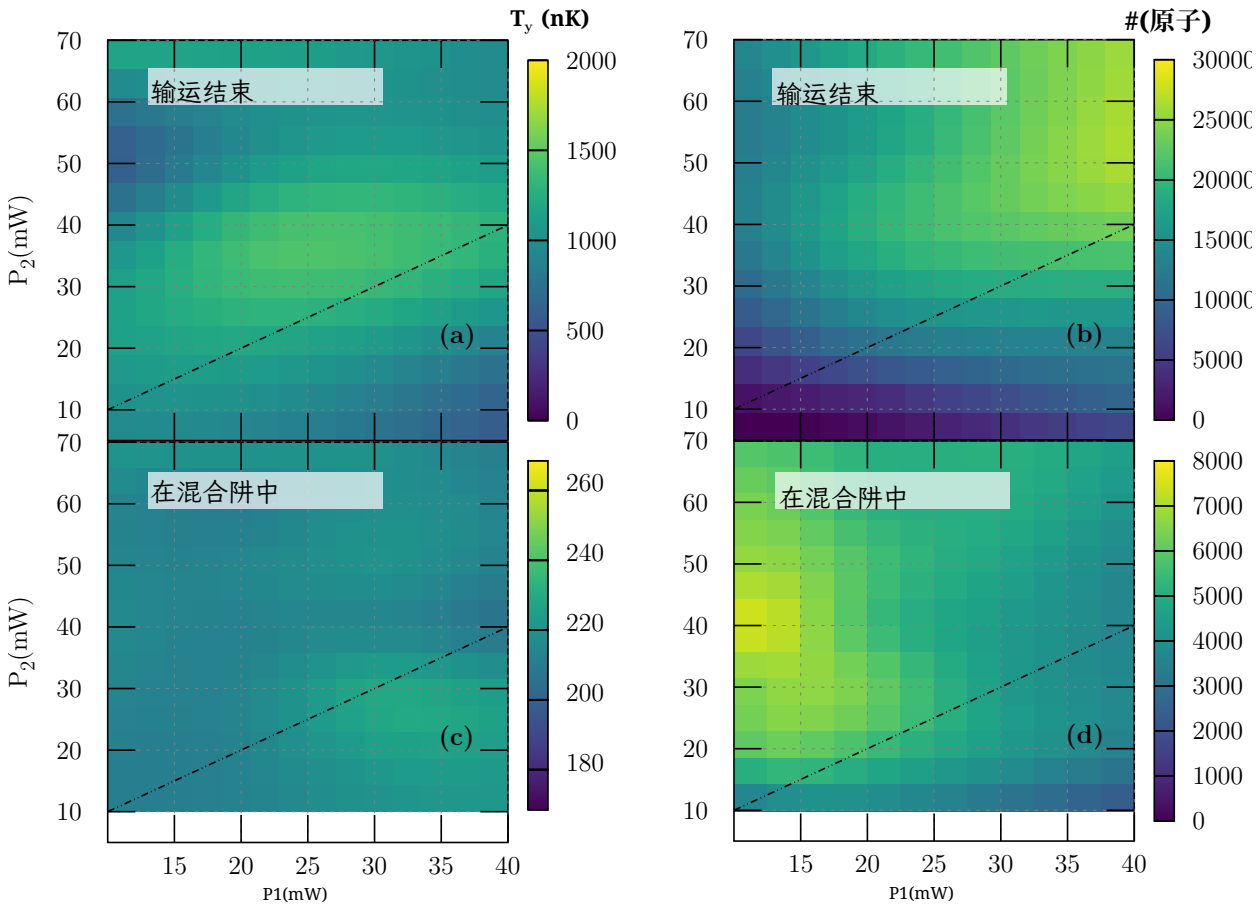


图 4：布洛赫光束的功率对原子数和垂直温度T_y的影响，测量时间分别为输运结束时（a 和 b）以及在混合阱中重新捕获后（持续 1 秒）（c 和 d）。

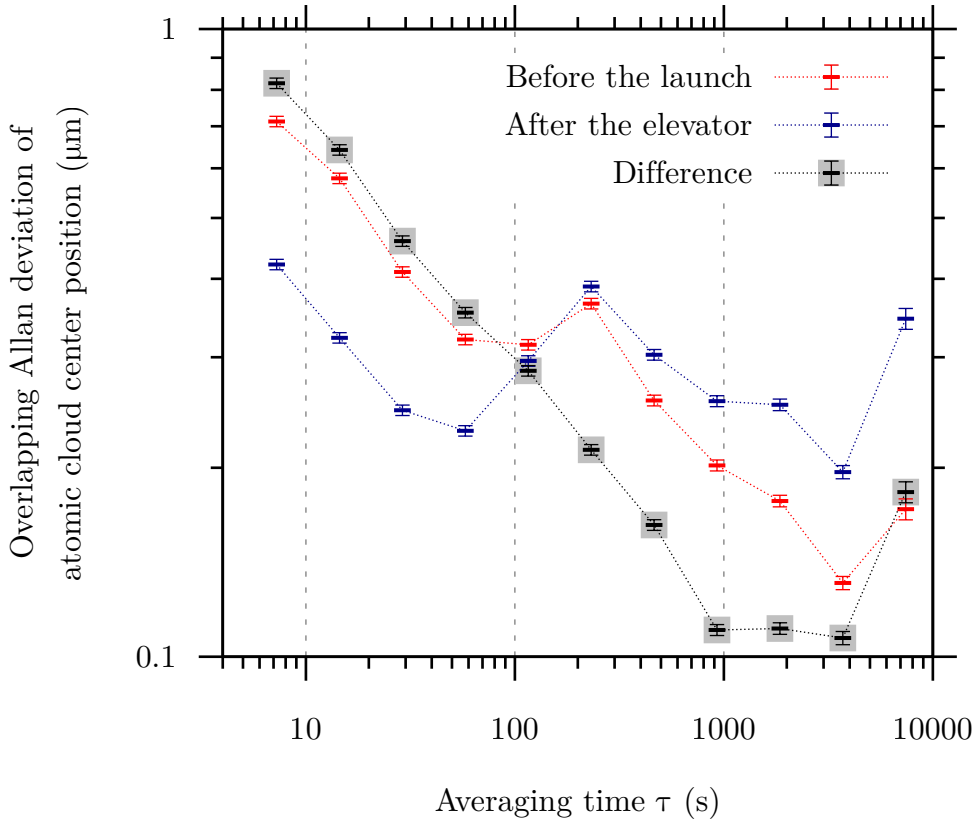


图 5：输运前后原子云中心位置的重叠阿伦标准差