

# 高偏置磁场下磁场空间分布 对玻色爱因斯坦凝聚体自由飞行的影响

王星宇, 师振莲, 李子亮, 顾正宇, 王鹏军<sup>†</sup>, 张靖

(山西大学光电研究所, 量子光学与光量子器件国家重点实验室 山西 太原 030006)

**摘要:** 通过超冷原子的空间自由飞行来获取原子云在动量空间的信息, 是超冷原子实验研究中一个重要的探测手段。磁 Feshbach 共振调控相互作用的超冷原子, 需要高偏置磁场下空间自由飞行来获得相互作用能的信息, 因此磁场的空间均匀分布对原子自由飞行会产生重要影响。本文对两种绕制的线圈进行了数值模拟, 计算了在亥姆霍兹组态下的磁场分布产生, 并实验研究了钠原子玻色爱因斯坦凝聚体在不同磁场分布下的自由飞行展开, 分析给出了影响自由飞行展开原子密度的磁场线圈参数, 为今后设计磁 Feshbach 共振线圈提供了重要依据。

**关键词:** 吸收成像; 数值模拟; BEC 纵横比

中图分类号: O469

文献标识码: A

文章编号: 1007-6654(2022)01-0008-10

## 0 引言

自 1995 年科学家在碱金属原子气体中运用激光冷却俘获中性原子以及蒸发冷却的方法, 在实验上首次实现碱金属原子的玻色爱因斯坦凝聚 (BEC) [1-3]。之后, 人们发展了大量的超冷原子物态调控技术, 比如 Feshbach 共振技术调节原子之间的相互作用[4], 光晶格技术可实现超冷原子强关联多体量子态[5], 自旋轨道耦合人造规范场技术可实现拓扑能带[6] 等。这些技术使超冷原子系统具有高度的人为可控性, 受到了广泛的关注。目前超冷原子领域发展迅速, 被广泛应用于量子模拟[7-8], 精密测量[9-10], 多体相互作用[11], 非平

衡动力学[12-13]、高精度光钟[14-15], 超冷化学[16-17] 等研究中。实验上如何提取原子云的信息是超冷原子研究中一个重要的环节。

目前已经发展了大量的探测技术来实现对原子云信息的获取, 比如原子自由飞行吸收成像法实现对原子动量空间的探测[18], 原位成像法实现实空间中原子云信息的探测[19], 电子显微成像法实现原子云的三维空间分布探测[20]。其中原子自由飞行吸收成像[21] 是最常用的成像方法之一, 实验上通过突然关闭原子云的外部束缚势, 原子自由飞行一段时间后, 将原子云的能量分布信息, 转移到原子云的实空间分布后, 采用一束与原子吸收线共振的探测光照射自由飞行的原子, 原子会吸收光子跃迁到激发

收稿日期: 2021-12-20; 接受日期: 2022-01-12

基金项目: 国家重点研发计划 (2016YFA0301602; 2018YFA0307601); 国家自然科学基金 (92065108; 12034011)

作者简介: 王星宇 (1997-), 男, 山西长治人, 硕士研究生, 研究领域: 超冷原子。E-mail: w17836037396@163.com

<sup>†</sup> 通信作者: 王鹏军, E-mail: pengjun\_wang@sxu.edu.cn

态而散射激光，采用 CCD 记录被原子云吸收后的探测光分布，获得原子云的空间分布信息<sup>[18]</sup>，从而获得原子云的信息包括温度，在不同自旋态的原子数目、动量分布、化学势<sup>[22-23]</sup>等。例如，玻色爱因斯坦凝聚体的量子相变<sup>[24]</sup>最常用的判定方法就是采用原子自由飞行吸收成像法，观测到原子云由高斯分布转变为双模分布，此时形成凝聚体的原子服从玻色爱因斯坦分布，表现为倒抛物线型，而非凝聚热原子服从玻尔兹曼分布，表现为高斯分布。

高偏置磁场自由飞行展开技术也被广泛应用于对超冷原子相互作用信息的探测，特别是磁 Feshbach 共振调控相互作用的超冷原子。例如，<sup>39</sup>K 原子是负的背景散射长度，在高磁场正散射长度条件下实现 <sup>39</sup>K 原子 BEC 后<sup>[25]</sup>，在自由飞行前期，确保高磁场下维持原子的散射长度<sup>[26]</sup>，将化学势等信息转化为空间分布信息展现出来，而后由于原子密度较低，原子间相互作用不再产生贡献，可关闭磁场后继续自由飞行展开和吸收成像。通过这一方法，可以获得完整的 BEC 信息。因此高偏置磁场下磁场的空间均匀分布对原子自由飞行会产生重要影响。

本文研究了  $|F = 1, m_F = 1\rangle$  超精细态的钠原子玻色爱因斯坦凝聚体在不同的高偏置磁场空间分布下自由飞行展开一段时间后，关闭磁场继续自由

飞行展开，最后对原子进行吸收成像。实验中绕制了两种不同的线圈，观测了钠原子玻色爱因斯坦凝聚体自由飞行后的纵横比和重力方向空间位置的变化。并数值计算了两种线圈在亥姆霍兹组态下的空间磁场分布图，对相应的实验结果进行了分析。

## 1 实验装置及数值计算

### 1.1 实验装置

两组不同的线圈分别采用中空方铜线和漆包线绕制，方铜线圈截面尺寸为  $5\text{ mm} \times 7\text{ mm}$ ，通水孔径为  $4.6\text{ mm} \times 6.7\text{ mm}$ <sup>[28-29]</sup>。漆包线截面直径为  $1\text{ mm}$ 。二者的装配方式如图 1(a) 所示，几何参数如表 1 所示。

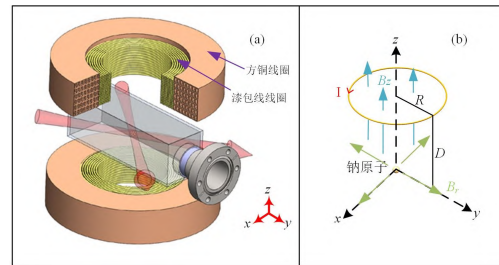


Fig. 1 (a) Experimental setup diagram. (b) Parameter diagram

图 1 (a) 实验装置图；(b) 参量示意图

表 1 线圈几何参数

Tab. 1 Geometry parameters of coil

	内径/mm	外径/mm	轴向圈数	径向圈数
漆包线圈	80.4	120	23	8
方铜线圈	120	200	6	8

漆包线绕制的线圈放在用聚丙烯材料制作的密封防水模子中<sup>[30]</sup>，径向共有 8 层，层与层之间用  $1\text{ mm}$  厚  $3\text{ mm}$  宽的聚丙烯片隔开，这样的设计是为了将漆包线圈泡在水中，达到快速降温的效果。中空方铜线圈的降温直接向中间空心部分通水即可。漆包线圈外径与方铜线圈内径正好相同，因此漆包线圈放置在方铜线圈内侧，在轴向上线圈距原子的距离均为  $D = 21\text{ mm}$ 。

实现钠原子 BEC 的实验装置在我们以前的工作中已详细给出<sup>[31-32]</sup>，这里直接从获得钠  $|1, 1\rangle$  态原

子 BEC 开始讨论。首先，在没有偏置磁场下的正常自由飞行展开吸收成像，测量钠  $|1, 1\rangle$  态原子 BEC。实验时序如图 2 所示，在  $10\text{ ms}$  内将方铜磁场绝热上升到  $400\text{ Gs}$ ，等待一段时间  $t_w = 135\text{ ms}$  之后关闭光阱，同时磁场降为  $1\text{ G}$ ，改变自由飞行时间 TOF，通过吸收成像获得原子低磁场下 BEC 自由飞行展开的纵横比，重力方向空间位置等信息，如图 2(a)。

然后采用高偏置磁场自由飞行展开技术做吸收成像测量钠  $|1, 1\rangle$  态原子 BEC。采用方铜线圈提供偏置磁场，在  $10\text{ ms}$  内将方铜磁场绝热上升

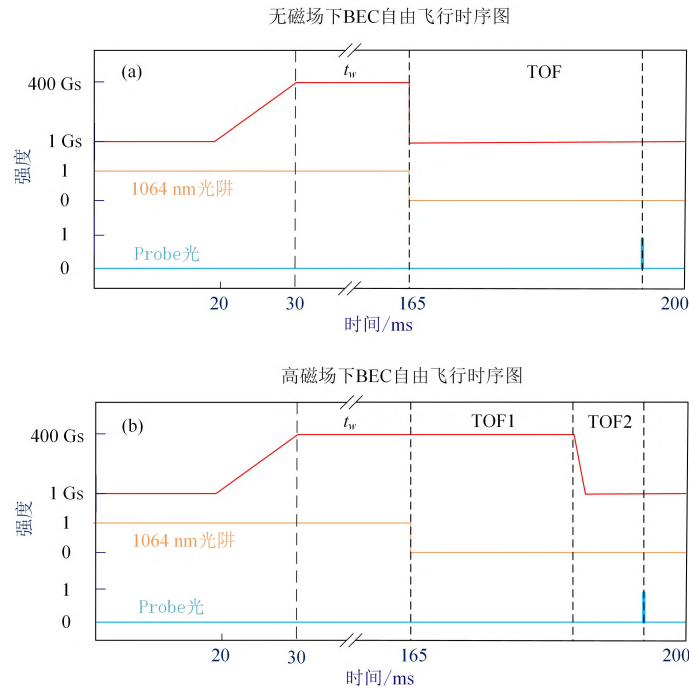
到 400 Gs, 等待一段时间  $t_w = 135$  ms, 只关闭光阱, 改变方铜线圈高磁场下原子云自由展开的时间 TOF1, 之后经过 1 ms 磁场降为 1 Gs, 并等待 3 ms, 做吸收成像 (TOF2 = 4 ms), 总飞行时间为  $t_{\text{total}} = \text{TOF1} + \text{TOF2}$ , 如图 2(b)。

类似地, 采用漆包线线圈提供偏置磁场, 在 10 ms 内将漆包线磁场绝热上升到 400 Gs, 并等待一段时间  $t_w = 135$  ms, 只关闭光阱, 改变漆包线线圈高磁场下原子云自由展开的时间 TOF1,

之后经过 1 ms 磁场降为 1 Gs, 并等待 9 ms, 做吸收成像 (TOF2 = 10 ms), 总飞行时间为  $t_{\text{total}} = \text{TOF1} + \text{TOF2}$ 。关闭磁场后等待一段时间的目的是为防止弛豫磁场抖动影响吸收成像<sup>[27]</sup>。

### 1.2 线圈的数值计算

整个绕制线圈在空间任意位置产生的总磁场可以表示为单个线圈产生的磁场叠加, 单个线圈在空间任意位置产生的磁场为<sup>[33]</sup>:



(a) Sequence diagram of BEC free flight unfolding without magnetic field. (b) Sequence diagram of BEC free flight unfolding under high magnetic field generated  
(a) 无磁场下 BEC 自由飞行展开时序; (b) 高磁场下 BEC 自由飞行展开时序图

Fig. 2 Experimental sequence

图 2 实验时序

$$B_z = \frac{uI}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{(R+r)^2 + (z-D)^2}} \times \left[ F(k^2) + \frac{R^2 - r^2 - (z-D)^2}{(R-r)^2 + (z-D)^2} E(k^2) \right], \quad (1)$$

$$B_r = \frac{uI}{2\pi} \frac{1}{r} \frac{z-D}{\sqrt{(R+r)^2 + (z-D)^2}} \times \left[ -F(k^2) + \frac{R^2 + r^2 + (z-D)^2}{(R-r)^2 + (z-D)^2} E(k^2) \right], \quad (2)$$

式中

$$k^2 = \frac{4Rr}{\sqrt{(R+r)^2 + (r-D)^2}}。 \quad (3)$$

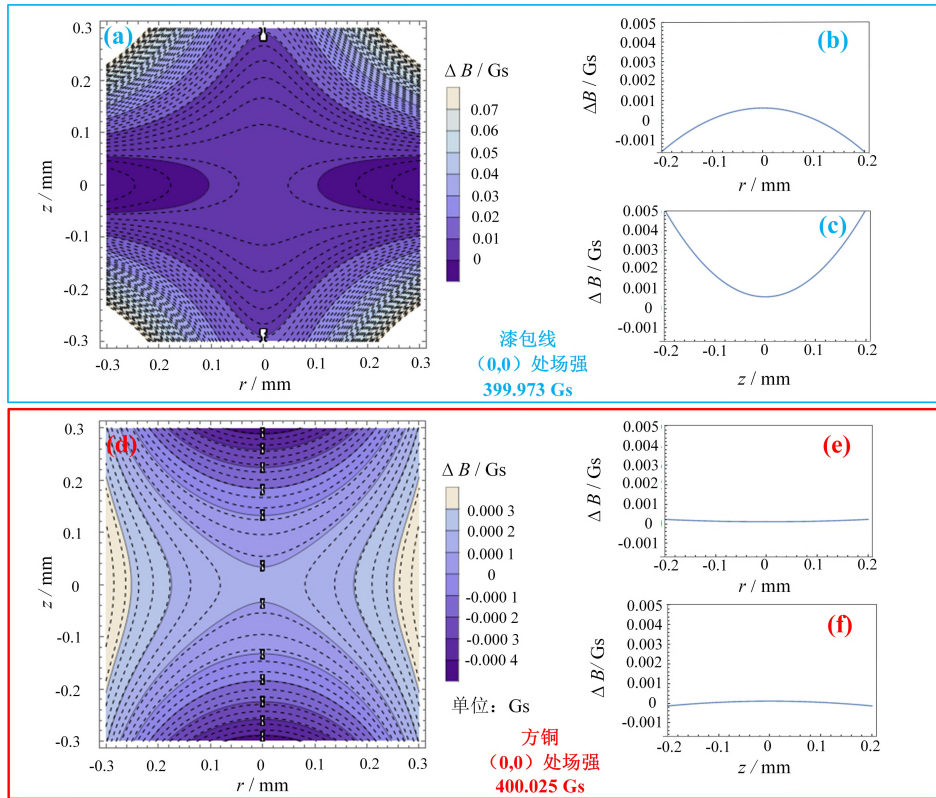
两式中  $I$  为线圈电流,  $u = 4\pi^2$ 、 $R$  为线圈距中心位置径向距离,  $D$  为线圈距中心位置轴向距离,  $r$  为空间中任意一点径向坐标,  $z$  为空间中任意一点轴向坐标。两式中的  $F(k^2)$  和  $E(k^2)$  分别为第一类和第二类椭圆积分<sup>[34]</sup>。 $B_z$  为磁场强度轴向的磁场分量,  $B_r$  为磁场强度径向的磁场分量, 如图 1(b)。空间任意一点的场强表示为

$$B = \sqrt{B_z^2 + B_r^2} \quad (4)$$

在实验中, 漆包线圈电流设置为 16.7 A, 中心磁场约为 400 Gs, 对于方铜线圈, 因其内外径更大, 线圈匝数较少, 中心磁场达到 400 Gs, 需要的电流约为 73A。在 Mathematica11.1 中, 把每圈电流在空间某点产生的磁场强度叠加, 就形成了整个线圈的

空间磁场分布。这里我们用的是亥姆霍兹组态下的磁场分布, 并对其做了数值计算, 如图 3 所示。

对于漆包线圈, 中心位置磁场强度为 399.973 Gs, 而对于方铜线圈, 中心磁场强度为 400.025 Gs。对于钠  $|1, 1\rangle$  态原子 BEC, 因  $m_F g_F < 0$ , 表现为高场趋近态, 即原子势能随磁场强度  $B$  的增大而减小。从计算的磁场可以看出, 在漆包线圈作用下, 径向上表现为束缚阱 (图 3b), 轴向上表现为反束缚阱 (图 3c)。而在方铜线圈作用下, 径向表现为反束缚阱 (图 3e), 轴向表现为束缚阱 (图 3f)。由于漆包线圈的内径较小, 漆包线圈的磁场梯度高于方铜线圈 (图 3a, 图 3d), 因此漆包线圈产生的束缚阱比方铜线圈产生较深的束缚阱。



(a) Varnished coil magnetic field distribution; (b) Varnished coil magnetic field distribution in the  $r$  direction; (c) Varnished coil magnetic field distribution in the  $z$  direction; (d) Copper coil magnetic field distribution; (e) Copper coil magnetic field distribution in the  $r$  direction; (f) Copper coil magnetic field distribution in the  $z$  direction

(a) 漆包线磁场分布图; (b) 漆包线圈径向  $r(z=0)$  磁场; (c) 漆包线圈轴向  $z(y=0)$  磁场;

(d) 方铜线圈磁场分布图; (e) 方铜线圈径向  $r(z=0)$  磁场; (f) 方铜线圈轴向  $z(y=0)$  磁场

Fig. 3 The distribution figure magnetic field

图 3 磁场分布图

根据磁场分布, 进而计算了钠原子在高磁场下势能的空间分布。高偏置磁场下, 原子的塞曼能级劈裂不能简单用  $\Delta E = \mu_B g_f F_z B$  表示, 精确计算应该通过求解钠原子  $|1, 1\rangle$  态哈密顿量的本征态, 进而求得原子在高磁场下的势能分布。原子与磁场作用的哈密顿量为

$$H_B = \frac{\mu_B}{\hbar} (g_J J_z + g_I I_z) B, \quad (5)$$

超精细结构的哈密顿量表示为:

$$H_{hfs} = A I \cdot J, \quad (6)$$

其中  $A$  为超精细结构常数, 所以总的哈密顿量为

$$H = H_{hfs} + H_B, \quad (7)$$

令

$$\mu_I = \frac{\mu_B}{\hbar} g_I, \quad (8)$$

$$\mu_J = \frac{\mu_B}{\hbar} g_J. \quad (9)$$

由于超精细耦合表象  $|F, m_F\rangle$  是  $H_{hfs}$  的本征函数, 而不是  $H_B$  的本征函数,  $H_B$  的本征函数为非耦合表象  $|I, j, m_I, m_j\rangle$ , 所以在超精细耦合表象  $|F, m_F\rangle$  下,  $H$  中的  $H_B$  应作表象变换, 变换后的单个矩阵元表示为

$$\begin{aligned} \langle F', m'_F | H | F, m_F \rangle &= \frac{A}{2} [F(F+1) - I(I+1) - j(j+1)] \delta_{F,F'} \delta_{m_F, m'_F} \\ &+ \mu_I B \sum_{m_I, m_j} S_{m_I m_j F' m'_F}^{Ij} S_{m_I m_j F m_F}^{Ij} m_I + \mu_J B \sum_{m_I, m_j} S_{m_I m_j F' m'_F}^{Ij} S_{m_I m_j F m_F}^{Ij} m_J. \end{aligned} \quad (10)$$

其中  $S_{m_I m_j F m_F}^{Ij}$  为 CG 系数:

$$\begin{aligned} S_{m_I m_j F m_F}^{Ij} &= \langle I, j, m_I, m_j | F, m_F \rangle \\ &= \delta(m_I + m_j, m_F) \times \sqrt{(2F+1) \frac{(I+j-F)!(I-m_I)!(j-m_j)!(F+m_F)!(F-m_F)!}{(F+I+j+1)!(F+I-j)!(F-I+j)!(I+m_I)!(j+m_j)!}} \\ &\times \sum_{\nu} (-1)^{I-m_I+\nu} \frac{(I+m_I+\nu)!(F+j-m_I-\nu)!}{\nu!(F-m_F-\nu)!(I-m_I-\nu)!(j-F+m_I+\nu)!}, \end{aligned} \quad (11)$$

$\nu$  的取值应保证所有阶乘因子中的数为非负整数。钠原子基态 CG 系数如表 2 所示。

表 2 钠原子基态 CG 系数

Tab. 2 CG coefficients of sodium atoms in the ground state

$F, m_F$ $m_I, m_j$	$ 1, -1\rangle$	$ 1, 0\rangle$	$ 1, 1\rangle$	$ 2, -2\rangle$	$ 2, -1\rangle$	$ 2, 0\rangle$	$ 2, 1\rangle$	$ 2, 2\rangle$
$ \frac{3}{2}, \frac{1}{2}\rangle$	0	0	0	0	0	0	0	1
$ \frac{3}{2}, -\frac{1}{2}\rangle$	0	0	$\frac{\sqrt{3}}{2}$	0	0	0	$\frac{1}{2}$	0
$ \frac{1}{2}, \frac{1}{2}\rangle$	0	0	$-\frac{1}{2}$	0	0	0	$\frac{\sqrt{3}}{2}$	0
$ \frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\rangle$	0	$\frac{1}{\sqrt{2}}$	0	0	0	$\frac{1}{\sqrt{2}}$	0	0
$ - \frac{1}{2}, \frac{1}{2}\rangle$	0	$-\frac{1}{\sqrt{2}}$	0	0	0	$\frac{1}{\sqrt{2}}$	0	0
$ - \frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\rangle$	$\frac{1}{2}$	0	0	0	$\frac{\sqrt{3}}{2}$	0	0	0
$ - \frac{3}{2}, \frac{1}{2}\rangle$	$-\frac{\sqrt{3}}{2}$	0	0	0	$\frac{1}{2}$	0	0	0
$ - \frac{3}{2}, -\frac{1}{2}\rangle$	0	0	0	1	0	0	0	0

总哈密顿量矩阵表示为

	$ 1, -1\rangle$	$ 1, 0\rangle$	$ 1, 1\rangle$	$ 2, -2\rangle$	$ 2, -1\rangle$	$ 2, 0\rangle$	$ 2, 1\rangle$	$ 2, 2\rangle$
$ 1, -1\rangle$	$-\frac{5A}{4} - \frac{5\mu_I}{4}B + \frac{\mu_J}{4}B$	0	0	0	$\frac{\sqrt{3}\mu_I}{4}B - \frac{\sqrt{3}\mu_J}{4}B$	0	0	0
$ 1, 0\rangle$	0	$-\frac{5A}{4}$	0	0	0	$\frac{\mu_I}{2}B - \frac{\mu_J}{2}B$	0	0
$ 1, 1\rangle$	0	0	$-\frac{5A}{4} + \frac{5\mu_I}{4}B - \frac{\mu_J}{4}B$	0	0	0	$\frac{\sqrt{3}\mu_I}{4}B - \frac{\sqrt{3}\mu_J}{4}B$	0
$ 2, -2\rangle$	0	0	0	$\frac{3A}{4} - \frac{3\mu_I}{2}B - \frac{\mu_J}{2}B$	0	0	0	0
$ 2, -1\rangle$	$\frac{\sqrt{3}\mu_I}{4}B - \frac{\sqrt{3}\mu_J}{4}B$	0	0	0	$\frac{3A}{4} - \frac{3\mu_I}{4}B - \frac{\mu_J}{4}B$	0	0	0
$ 2, 0\rangle$	0	$\frac{\mu_I}{2}B - \frac{\mu_J}{2}B$	0	0	0	$\frac{3A}{4}$	0	0
$ 2, 1\rangle$	0	0	$\frac{\sqrt{3}\mu_I}{4}B - \frac{\sqrt{3}\mu_J}{4}B$	0	0	0	$\frac{3A}{4} + \frac{3\mu_I}{4}B + \frac{\mu_J}{4}B$	0
$ 2, 2\rangle$	0	0	0	0	0	0	0	$\frac{3A}{4} + \frac{3\mu_I}{2}B + \frac{\mu_J}{2}B$

解得钠  $|1, 1\rangle$  态原子本征态

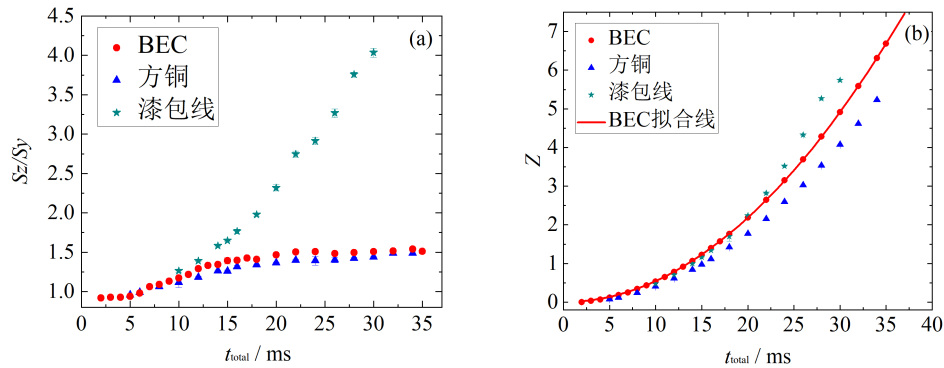
$$U = \frac{1}{4} \left( -A + 4\mu_I B - 2\sqrt{4A^2 - 2A\mu_I B + 2A\mu_J B + \mu_I^2 B^2 - 2\mu_I \mu_J B^2 + \mu_J^2 B^2} \right) \quad (12)$$

## 2 实验结果及讨论

我们实验测量了两组线圈高磁场下钠原子 BEC 随飞行时间的变化，并与零磁场下的钠原子 BEC 自由飞行展开做了对比，其重力方向空间位置以及原子纵横比如图 4(a) 和图 4(b) 所示。零磁场下的钠原子 BEC 飞行，其纵横比可以作为钠原子 BEC 形成的重要判据<sup>[35]</sup>。对于热原子，自由飞行展开后的动量空间原子密度呈各向同性的，与初始的束缚阱形状无关。对于钠原子 BEC $|1, 1\rangle$  态，在 Thomas-Fermi 近似下，动能项可以忽略，原子的空间密度分布由原子内部化学势与外部简谐势阱共同决定，原子 BEC 与束缚阱有相同的形状，束缚阱  $z$  方向的束缚频率大于  $y$  方向，原子云形状在  $z$  方向较窄，当撤去外部的束缚势阱后，由于与密度梯度相关的原子间排斥相互作用<sup>[36]</sup>，原子云会在紧束缚的  $z$  方向更快地展开，因此自由飞行展开后的原子密度纵横比会因初始的束缚阱形状的不同而发生变化，其纵横比随飞行时间增长而发生颠倒，如图 4(a)。同时原子云飞行展开的整体尺寸大小由原子间散射强度和原子密度决定，因此初始飞行展开的原子散射强度对最后原子云飞行展开的整体尺寸起主要作用，而不影响飞行展开原子云纵横比。

由于两组线圈的内外直径以及轴向距原子的距离等参数的不同<sup>[28]</sup>，磁场空间分布也表现出很大差异，高磁场下原子的自由飞行展开也表现出很大不同。对于方铜线圈产生的高偏置磁场，在径向  $r$  表现为反束缚阱（图 3e），所以原子在自由飞行展开的过程中，其纵横比变化近似于零磁场下的纵横比。而对于漆包线绕制的线圈，其径向  $r$  表现为束缚阱（图 3b），所以原子在自由飞行过程中，BEC 的纵横比发生了更大的变化（图 4a）。

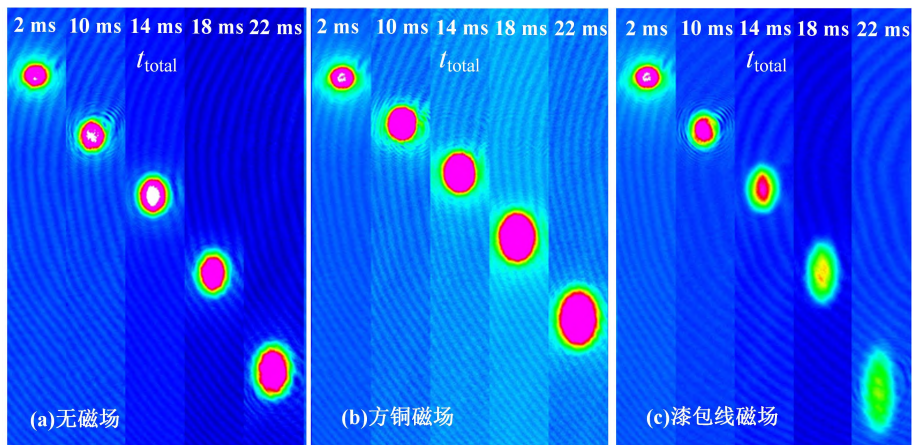
对于空间位置的变化，在零磁场下，原子自由飞行展开，只受重力的影响，自由飞行拟合线如图 4(b) 所示。但是在高磁场下自由飞行展开的原子，不仅受到重力的作用，而且会受到高偏置磁场的作用。在方铜线圈下，轴向  $z$  表现为束缚阱（图 3f），即随着原子飞行时间增长，其轴向磁场势能增大，原子会比在零磁场作用下飞行的稍慢。在漆包线圈产生的高偏置磁场下，轴向  $z$  表现为反束缚阱（图 3c），磁场势能随着原子飞行时间的增大逐渐降低，原子会比在零磁场下飞行的稍快（图 4b）。我们选取了几幅原子自由飞行展开随时间变化的成像对比图（图 5），从图中可以更直观地看出三种情况下原子自由飞行展开纵横比和竖直方向空间位置的变化。



(a) aspect ratio; (b) spatial position. The abscissa axis is the total time of flight of the atom  $t_{total} = TOF1 + TOF2$ .  
 Maintain the copper (varnished wire)  $TOF2 = 4(10)$  ms in the experiment  
 (a) 原子云纵横比图; (b) 原子空间位置图; 横坐标为原子总飞行时间  $t_{total} = TOF1 + TOF2$ ,  
 实验中保持方铜 (漆包线)  $TOF2 = 4(10)$  ms 不变

Fig. 4 Experiment result

图 4 实验结果



(a) BEC flight without magnetic field. (b) BEC flight in the magnetic field of a square copper coil. (c) BEC flight in the magnetic field of varnished wire. The abscissa axis is the total time of flight of the atom  $t_{total} = TOF1 + TOF2$ .  
 Maintain the copper (varnished wire)  $TOF2 = 4(10)$  ms in the experiment.  
 (a) 零磁场下原子 BEC 飞行图; (b) 方铜线圈磁场下原子 BEC 飞行图; (c) 漆包线圈磁场下原子 BEC 飞行图。横坐标为原子总飞行时间  $t_{total} = TOF1 + TOF2$ , 实验中保持方铜 (漆包线)  $TOF2 = 4(10)$  ms 不变

Fig. 5 Atomic flight map for three scenarios

图 5 三种情况下原子的飞行图

### 3 结论

本文研究了钠  $|1,1\rangle$  态原子在零磁场下原子自由飞行展开和在两种不同线圈产生的高偏置磁场分布下自由飞行展开的空间位置和纵横比, 反映出线圈的空间磁场分布会对原子自由飞行展开产生重要影响, 并对两种线圈产生的磁场进行了数值计算

和分析。从实验中看出, 线圈内外直径, 轴向距离决定了两种线圈不同的磁场空间分布, 进而影响了原子在高偏置磁场下的飞行展开性质。这为今后设计绕制磁 Feshbach 共振线圈提供了重要依据, 同时可利用高偏置磁场自由飞行展开来研究 d 波、g 波 Feshbach 共振<sup>[37]</sup> 附近钠 BEC 在高分波原子相互作用下的原子分子特性。

## 参考文献

- [1] ANDERSON M H, ENSHER J R, MATTHEWS M R, *et al.* Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor[J]. *Science*, 1995, **269**(5221): 198–201. DOI: 10.1126/science.269.5221.198.
- [2] BRADLEY C C, SACKETT C A, TOLLETT J J, *et al.* Evidence of Bose-Einstein Condensation in an Atomic Gas with Attractive Interactions[J]. *Phys Rev Lett*, 1995, **75**(9): 1687. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.75.1687>.
- [3] DAVIS K B, MEWES M O, ANDREWS M R, *et al.* Bose-Einstein Condensation in a Gas of Sodium Atoms[J]. *Phys Rev Lett*, 1995, **75**(22): 3969–3973. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.75.3969>.
- [4] ZAREMBA-KOPCZYK K, ZUCHOWSKI, TOMZA M. Magnetically tunable Feshbach resonances in ultracold gases of europium atoms and mixtures of europium and alkali-metal atoms[J]. *Phys Rev A*, 2018, **98**(3): 032704. DOI: 10.1103/PhysRevA.98.032704.
- [5] GROSS C, BLOCH I. Quantum simulations with ultracold atoms in optical lattices[J]. *Science*, 2017, **357**(6355): 995–1001. DOI: 10.1126/science.aal3837.
- [6] HUANG L H, PENG P, LI D H, *et al.* Observation of Floquet bands in driven spin-orbit-coupled Fermi gases[J]. *Phys Rev A*, 2018, **98**(1): 013615. DOI: 10.1103/PhysRevA.98.013615.
- [7] BANERJEE D, DALMONTE M, MULLER M, *et al.* Atomic Quantum Simulation of Dynamical Gauge Fields Coupled to Fermionic Matter: From String Breaking to Evolution after a Quench[J]. *Phys Rev Lett*, 2012, **109**(17): 175302. DOI: 10.1103/PhysRevLett.109.175302.
- [8] LI FUXIANG, SHAO L B, SHENG L, *et al.* Simulation of the quantum Hall effect in a staggered modulated magnetic field with ultracold atoms[J]. *Phys Rev A*, 2008, **78**(5): 053617. DOI: 10.1103/PhysRevA.78.053617.
- [9] RINGOT J, SZRIFTGISER P, GARREAU J C. Subrecoil Raman spectroscopy of cold cesium atoms[J]. *Phys Rev A*, 2001, **65**(1): 013403. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.65.013403>.
- [10] THOMAS J E, HEMMER P R, LEIBY C C, *et al.* Observation of Ramsey Fringes Using a Stimulated, Resonance Raman Transition in a Sodium Atomic Beam[J]. *Phys Rev Lett*, 1982, **48**(13): 867–870. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.48.867>.
- [11] BLOCH I, DALIBARD J, ZWERGER W. Many-body physics with ultracold gases[J]. *Rev Mod Phys*, 2008, **80**(3): 885–964. DOI: <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.80.885>.
- [12] RAJAGOPAL S V, FUJIWARA K M, SENARATNE R, *et al.* Quantum Emulation of Extreme Non-Equilibrium Phenomena with Trapped Atoms[J]. *Ann Phys*, 2017, **529**(8): 1700008. DOI: 10.1002/andp.201700008.
- [13] TOMADIN A, POLINI M, TOSI M P, *et al.* Nonequilibrium pairing instability in ultracold Fermi gases with population imbalance[J]. *Phys Rev A*, 2008, **77**(3): 033605. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.77.033605>.
- [14] DAI S Y, ZHENG F S, LIU K, *et al.* Cold atom clocks and their applications in precision measurements[J]. *Chin Phys B*, 2021, **30**(3): 013701. DOI: 10.1088/1674-1056/abbbee.
- [15] HONG F L, MUSHA M, TAKAMOTO M, *et al.* Measuring the frequency of a Sr optical lattice clock using a 120 km coherent optical transfer[J]. *Opt Lett*, 2009, **34**: 692–694. DOI: 10.1364/ol.34.000692.
- [16] AIKAWA K, AKAMATSU D, HAYASHI M, *et al.* Coherent Transfer of Photoassociated Molecules into the Rovibrational Ground State[J]. *Phys Rev Lett*, 2010, **105**(20): 203001. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.105.203001>.
- [17] TAKEKOSHI T, DEBATIN M, RAMESHAN R, *et al.* Towards the production of ultracold ground-state RbCs molecules: Feshbach resonances, weakly bound states, and the coupled-channel model[J]. *Phys Rev A*, 2012, **85**(3): 032506. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.85.032506>.
- [18] GILBERT J R, ROBERTS C P, ROBERTS J L, *et al.* Near-resonant light propagation in an absorptive spatially anisotropic ultracold gas[J]. *J Opt Soc Am B*, 2018, **35**: 718–723. DOI: 10.1364/JOSAB.35.000718.
- [19] KAMINSKI F, KAMPPEL N S, GRIESMAIER A, *et al.* In-situ dual-port polarization contrast imaging of Faraday rotation in a high optical depth ultracold Rb-87 atomic ensemble[J]. *Eur Phys J D*, 2012, **66**: 227. DOI: 10.1140/epjd/e2012-30038-0.



- [20] GERICKE T, WURTZ P, REITZ D, *et al.* High-resolution scanning electron microscopy of an ultracold quantum gas[J]. *Nat Phys*, 2008, **4**: 949–953. DOI: 10.1038/nphys1102.
- [21] REINAUDI G, LAHAYE T, WANG Z, *et al.* Strong saturation absorption imaging of dense clouds of ultracold atoms[J]. *Opt Lett*, 2007, **32**(21): 3143–3145. DOI: 10.1364/OL.32.003143.
- [22] OLF R, FANG F, MARTI G, *et al.* Thermometry and cooling of a Bose gas to 0.02 times the condensation temperature[J]. *Nat Phys*, 2015, **11**: 720–723. DOI: <https://doi.org/10.1038/nphys3408>.
- [23] BAKR W S, GILLEN J I, PENG A, *et al.* A quantum gas microscope for detecting single atoms in a Hubbard-regime optical lattice[J]. *Nature*, 2009, **462**: 74–77. DOI: <https://doi.org/10.1038/nature08482>.
- [24] HERMSMEIER R, KLOS J, KOTOCHIGOVA S, *et al.* Quantum Spin State Selectivity and Magnetic Tuning of Ultracold Chemical Reactions of Triplet Alkali-Metal Dimers with Alkali-Metal Atoms[J]. *Phys Rev Lett*, 2021, **127**(10): 103402. DOI: 10.1103/PhysRevLett.127.103402.
- [25] MI C D, NAWAZ K S, WANG P J, *et al.* Production of dual species Bose-Einstein condensates of K-39 and Rb-87[J]. *Chin phys B*, 2021, **30**(6): 063401. DOI: 10.1088/1674-1056/abee6d.
- [26] ROATI G, ZACCANTI M, CATANI J, *et al.* K-39 Bose-Einstein Condensate with Tunable Interactions[J]. *Phys Rev Lett*, 2007, **99**(1): 010403. DOI: 10.1103/PhysRevLett.99.010403.
- [27] WACKER L, JORGENSEN N B, BIRKMOSE D, *et al.* Tunable dual-species Bose-Einstein condensates of K-39 and Rb-87[J]. *Phys Rev A*, 2015, **92**(5): 053602. DOI: 10.1103/PhysRevA.92.053602.
- [28] 樊浩, 王鹏军, 张靖. 用于超冷原子强磁场中空方铜线圈的设计 [J]. 量子光学学报, 2015, **21**(4): 351–357. DOI: 10.3788/ASQO20152104.0351.  
FAN H, WANG P J, ZHANG J. The Design of Hollow Square Copper Wires for Strong Magnetic Field in Ultra-cold Atoms[J]. *Journal of Quantum Optics*, 2015, **21**(4): 351–357. (in Chinese). DOI: 10.3788/ASQO20152104.0351.
- [29] 王亚琼, 陈良超, 王鹏军, 等. 重力对  $^{87}\text{Rb}$  冷原子四极磁阱装载的影响 [J]. 量子光学学报, 2016, **82**(01): 50–57. DOI: 10.3788/JQO201622010008.  
WANG Y Q, CHEN L C, WANG P J, *et al.* The Influence of Gravity's Effect on Loading Cold ( $^{87}\text{Rb}$ ) Atoms into Quadrupole Magnetic Trap[J]. *Journal of Quantum Optics*, 2016, **82**(01): 50–57. (in Chinese). DOI: 10.3788/JQO201622010008.
- [30] 王鹏军, 陈海霞, 熊德智, 等. 实现玻色-费米混合气体量子简并的四极 Ioffe 组合磁阱设计 [J]. 物理学报, 2008, **57**(8): 4840–4845. DOI: 10.7498/aps.57.4840.  
WANG P J, CHEN H X, XIONG D Z, *et al.* The design of quadrupole-Ioffe configuration trap for quantum degenerate Fermi-Bose mixtures[J]. *Acta Physica Sinica*, 2008, **57**(8): 4840–4845. (in Chinese). DOI: 10.7498/aps.57.4840.
- [31] SHI Z L, LI Z L, WANG P J, *et al.* Production of  $^{23}\text{Na}$  Bose-Einstein condensates in the F=2 state using D2 gray molasses[J]. *J Opt Soc Am B*, 2021, **38**(4): 1229–1234. DOI: <https://doi.org/10.1364/JOSAB.414781>.
- [32] SHI Z L, LI Z L, WANG P J, *et al.* Sub-Doppler Laser Cooling of  $^{23}\text{Na}$  in Gray Molasses on the D2 Line[J]. *Chin Phys Lett*, 2018, **35**(12): 123701. DOI: 10.1088/0256-307X/35/12/123701.
- [33] BERGEMAN T, EREZ G, METCALF H J. Magnetostatic trapping fields for neutral atoms [J]. *Phys Rev A*, 1987, **35**: 1535–1546. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.35.1535>.
- [34] JOHN L, MURRAY R S. *Mathematical Handbook of Formulas and Tables*[M]. (Third Edition), New York: McGraw-Hill, 1999.
- [35] 徐震, 周蜀渝, 屈求智, 等. QUIC 阱中紧束缚状态下  $^{87}\text{Rb}$  原子气体的玻色-爱因斯坦凝聚体相变的直接观测 [J]. 物理学报, 2006, **55**(11): 5643–5647. DOI: 10.7498/aps.55.5643.  
XU Z, ZHOU S Y, QU Q Z, *et al.* Direct observation of Bose-Einstein condensation transition in  $^{87}\text{Rb}$  atomic gases in tightly confinement QUIC trap[J]. *Acta Physica Sinica*, 2006, **55**(11): 5643–5647. (in Chinese). DOI: 10.7498/aps.55.5643.
- [36] PITAEVSKII L, STRINGARI S. *Bose-Einstein Condensation and Superfluidity*[M]. United Kingdom: Oxford University Press, 2016.
- [37] KNOOP S, SCHUSTER T, SCELLE R, *et al.* Feshbach spectroscopy and analysis of the interaction potentials of ultracold

sodium[J]. *Phys Rev A*, 2011, **83**(4): 042704. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.83.042704>.

## Effect of Magnetic Field Spatial Distribution on Free Flight of Bose-Einstein Condensates under High Bias Magnetic Field

WANG Xing-yu, SHI Zhen-lian, LI Zi-liang, GU Zheng-yu, WANG Peng-jun<sup>†</sup>, ZHANG Jing

(*State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices, Institute of Opto-Electronics, Shanxi University, Taiyuan 030006, China*)

**Abstract:** Free time-of-flight expansion of ultracold atoms is an important method to obtain the information of atomic cloud in the momentum space. Magnetic Feshbach resonance manipulates the interaction between atoms, therefore it requires free time-of-flight expansion under high bias magnetic field to obtain the information of interaction energy. Therefore, the spatial distribution of magnetic field has an important influence on the free time-of-flight expansion of atoms. In this paper, we construct two kinds of magnetic coils, and calculate the magnetic field distribution under Helmholtz configuration and study the free time-of-flight expansion of sodium atoms Bose-Einstein condensate. The magnetic field coil parameters affecting the shape and size of atomic cloud after the free time-of-flight expansion are analyzed and discussed. This work provides an important suggestion for designing magnetic Feshbach resonance coils in the future.

**Keywords:** absorption imaging; numerical simulation; BEC aspect ratio