

磁阱中超冷玻色气体临界行为的观测

王兵 朱强 熊德智 吕宝龙

Observation of critical behavior of ultra-cold Bose gas in a magnetic trap

Wang Bing Zhu Qiang Xiong De-Zhi Lü Bao-Long

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 65, 110504 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.110504

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.110504>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I11>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

有限温度下一维 Gaudin-Yang 模型的热力学性质

Thermodynamic properties of one-dimensional Gaudin-Yang model at finite temperature

物理学报.2015, 64(15): 156402 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.156402>

Sierpinski 地毯上  $S^4$  模型的临界特性

Critical properties of the  $S^4$  model for Sierpinski carpet

物理学报.2015, 64(1): 016402 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.016402>

非线性磁式压电振动能量采集系统建模与分析

Modeling and analysis of piezoelectric vibration energy harvesting system using permanent magnetics

物理学报.2014, 63(24): 240504 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.240504>

用 Weiss 分子场理论对有外电场时铁电体系相变特征的研究

Study on the phase transitions of ferroelectric systems by Weiss's molecular field theory with an external field

物理学报.2012, 61(14): 140501 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.140501>

## 磁阱中超冷玻色气体临界行为的观测\*

王兵<sup>1)2)3)</sup> 朱强<sup>1)2)3)</sup> 熊德智<sup>1)2)†</sup> 吕宝龙<sup>1)2)</sup>

1)(中国科学院武汉物理与数学研究所, 波谱与原子分子物理国家重点实验室, 武汉 430071)

2)(中国科学院武汉物理与数学研究所, 中国科学院原子频标重点实验室, 武汉 430071)

3)(中国科学院大学, 北京 100049)

(2016年2月28日收到; 2016年3月21日收到修改稿)

超冷玻色气体为研究量子临界现象提供了一个非常干净的实验系统. 弱相互作用下的三维玻色气体的临界行为与<sup>4</sup>He发生超流相变时的临界行为类似, 都属于三维XY型普适类. 从正常流体到超流的量子相变过程中, 系统会经历一个从无序相到长程有序相的转变; 而在相变点附近, 系统参量会表现出一些奇点的特征. 本文从实验上观测到了静磁阱中超冷<sup>87</sup>Rb玻色气体在凝聚体相变温度 $T_c$ 附近的临界行为. 原子气体从静磁阱中释放, 经过30 ms的自由飞行后, 通过吸收成像得到原子气体的动量分布; 然后从中扣除热原子气体的动量分布, 提取出空间上处于临界区域内的原子气体动量分布, 并对不同温度下的动量分布半高宽进行统计. 统计结果显示: 在非常接近相变温度 $T_c$ 时, 动量分布的半高宽突然减小, 表现出十分明显的奇点行为.

关键词: 临界区域, 临界行为, 相变温度, 动量分布半高宽

PACS: 05.70.Jk, 67.85.-d, 64.70.Tg

DOI: 10.7498/aps.65.110504

## 1 引言

临界现象通常是指处于二阶相变的相变温度或者气液相变的临界点附近的系统的热力学性质<sup>[1]</sup>, 它广泛地存在于不同物理系统中, 例如: 铁磁相变<sup>[2]</sup>、超导<sup>[3,4]</sup>、金属绝缘相变<sup>[5]</sup>和<sup>4</sup>He的超流相变<sup>[6]</sup>等. 1995年, 稀薄气体玻色-爱因斯坦凝聚(BEC)的实现<sup>[7-9]</sup>为人们研究量子相变的临界行为提供了独特的机会. 一维和二维玻色气体的临界行为已经被广泛地研究<sup>[10-12]</sup>; 而对于三维玻色气体的临界行为, 人们早期认为系统处于临界的温度范围太窄以至于不可能在实验上进行研究<sup>[13]</sup>. 然而在2007年, Donner等<sup>[14]</sup>在实验上观测了三维玻色气体发生BEC相变时的临界行为. 该实验巧妙地利用物质波波包干涉的方法研究了临界温度附近的关联长度的发散行为. 随后在2013年, Xiong等<sup>[15]</sup>利用Talbot-Lau干涉仪的方法也完成了对三

维玻色气体临界行为的观测.

BEC相变温度附近的量子临界行为的研究有助于我们对BEC相变过程的理解. 四极Ioffe磁阱(quadrupole-Ioffe configuration, QUIC)中<sup>87</sup>Rb原子气体的BEC相变与液氦的正常流体到超流的量子相变一样都属于 $\lambda$ -型量子相变. 在临界温度 $T_c$ 附近, 系统的参量都表现出一种奇点行为: 当系统参量越过临界点时, 基态的性质发生不连续的变化, 即从无序到长程有序<sup>[14,16]</sup>, 而且这种不连续的变化表现出类似尖端的特征<sup>[17,18]</sup>. 本文从实验上观测了QUIC磁阱中超冷玻色气体的一种临界行为. 不同于关联长度的发散行为<sup>[14,15]</sup>, 我们在实验上观测到的是原子气体动量分布的奇点行为. 通过对空间上处于临界区域内原子气体的动量分布半高宽进行统计, 发现在临界温度 $T_c$ 以上, 原子气体的动量分布半高宽随着原子气体温度的降低而逐渐减小; 而当温度非常靠近 $T_c$ 时, 动量分布的半高宽突然减小, 表现出非常明显的奇点行为; 继续降

\* 国家自然科学基金青年科学基金(批准号: 11104322)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: wssxdz@wipm.ac.cn

低温度, 在  $T_c$  以下的很大温度范围内, 动量分布的半高宽基本没有变化.

## 2 QUIC 磁阱中的临界气体

对于 QUIC 磁阱中的玻色气体, 有限尺寸效应深刻影响着系统的临界行为<sup>[13,19]</sup>. QUIC 磁阱中原子气体的化学势是随着位置而缓慢变化的, 如果势阱中心的原子气体是临界的, 那么由势阱中心向外, 原子气体就逐渐变为热原子气体 (thermal gas). 在有限温度的情况下, 根据 Ginzburg 判据<sup>[13,20]</sup>, 临界气体在空间上所占的区域半径不能超过

$$L_j = 4\sqrt{2\pi}a \frac{k_B T_{c0}}{\hbar\omega_j}, \quad (1)$$

其中,  $j = x, y$  和  $z$ ,  $\omega_x = \omega_y = \omega_\perp$  为 QUIC 磁阱径向的囚禁频率,  $\omega_z$  为磁阱轴向的囚禁频率,  $a$  为  $^{87}\text{Rb}$  原子的 s 波散射长度,  $k_B$  为玻尔兹曼常数,  $T_{c0} = 0.94\hbar\omega N^{1/3}/k_B$  是不考虑有限尺寸效应和相互作用情况下的原子气体的临界温度<sup>[20,21]</sup>,  $\omega = (\omega_\perp^2 \omega_z)^{1/3}$ ,  $N$  为原子数,  $\hbar$  为约化普朗克常数. 在临界区域之外, 原子气体是热原子气体, 且动量服从高斯型分布; 而在实验上, 原子气体样品的动量分布可以从 QUIC 磁阱中释放后的原子气体的二维吸收成像直接获得; 所以, 我们可以从原子气体样品的动量分布中减去热原子气体的动量分布来获得临界区域内原子气体的动量分布.

当系统的温度  $T$  高于相变温度  $T_c$  时, QUIC 磁阱中原子气体样品的密度分布可以表示为<sup>[21]</sup>

$$n(x, y, z) = \frac{N}{(2\pi)^{3/2} \sigma_x \sigma_y \sigma_z} \times \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_x^2} - \frac{y^2}{2\sigma_y^2} - \frac{z^2}{2\sigma_z^2}\right), \quad (2)$$

其中,  $\sigma_j = \sqrt{k_B T / m\omega_j^2}$ ,  $m$  为  $^{87}\text{Rb}$  原子的质量. 那么, 临界区域内的原子数就可以表示为

$$N_c = \int_V n(x, y, z) dx dy dz, \quad (3)$$

其中积分区域  $V$  满足

$$\frac{x^2}{L_x^2} + \frac{y^2}{L_y^2} + \frac{z^2}{L_z^2} \leq 1,$$

$L_j$  由 (1) 式得到. 因此, 实验上需要扣除的临界区域外的原子在原子气体样品中所占的比例为

$$\alpha = (N - N_c)/N. \quad (4)$$

## 3 实验

在实验中, 我们需要从原子气体样品中提取出不同温度下临界区域内的原子气体的动量分布. 因此, 精确标定原子气体样品的温度是必要的. 对于临界温度以上的热原子气体和临界温度以下的原子气体 (不是纯净的 BEC), 它们分别服从高斯分布和双模分布 (bimodal distribution)<sup>[22]</sup>, 所以它们的温度都可以从自由飞行后的原子气体的动量分布中获得. 而对于临界温度附近的原子气体我们并不清楚它服从哪种分布, 所以无法直接通过拟合的方法得到温度. 为了精确标定临界气体的温度  $T$ , 我们的实验采用了类似于 Esslinger 研究组使用的方法<sup>[14]</sup>. 在实验中, 首先制备温度低于临界温度  $T_c$  的原子气体样品, 根据双模模型获得初始温度  $T_i$ ; 然后让原子气体在 QUIC 磁阱中等待  $\Delta t = 500$  ms 的时间. 此时, 由于磁阱的噪声和背景气体的热碰撞等因素所导致的加热效应, 原子气体已经越过临界温度成为热原子气体, 这样可以利用高斯模型获得另一个温度  $T_f$ , 然后就可以得到原子气体在 QUIC 磁阱中的加热率为  $\beta = (T_f - T_i)/\Delta t$ . 在我们的实验中, 加热率为  $\beta = 0.348 \pm 0.078$  nK/ms. 然后, 让初始制备好的原子气体样品在磁阱中等待不同时间  $t$ , 通过加热率 and 时间的乘积来精确地标定原子气体的温度  $T = T_i + \beta t$ .

在实验的开始, 首先将制备到  $|F = 2, m_F = 2\rangle$  的  $^{87}\text{Rb}$  原子装载到 QUIC 磁阱中. QUIC 磁阱的径向囚禁频率为  $\omega_\perp = 2\pi \times 205$  Hz, 轴向囚禁频率为  $\omega_z = 2\pi \times 18.7$  Hz. 然后对 QUIC 磁阱中的原子进行射频诱导蒸发冷却, 通过控制射频的截止频率, 将原子样品的温度控制在  $T = 0.79 T_{c0}$ , 此时原子样品的原子数为  $N = 7.8 \times 10^5$ . 接着, 让原子气体在磁阱中等待不同时间  $t$  后释放, 经过  $t_{\text{TOF}} = 30$  ms 自由飞行, 利用吸收成像技术获得原子气体的二维动量分布.

图 1 显示了从原子气体样品的二维吸收成像中提取出临界区域内原子气体的动量分布的实验过程. 图 1(a) 是原子气体自由飞行 30 ms 后的二维吸收成像, 探测光的行进方向是沿着重力的反方向 ( $x$  轴方向); 图 1(b) 中黑色实线是二维吸收成像沿着  $y$  方向的积分, 它反映的是原子气体样品沿着

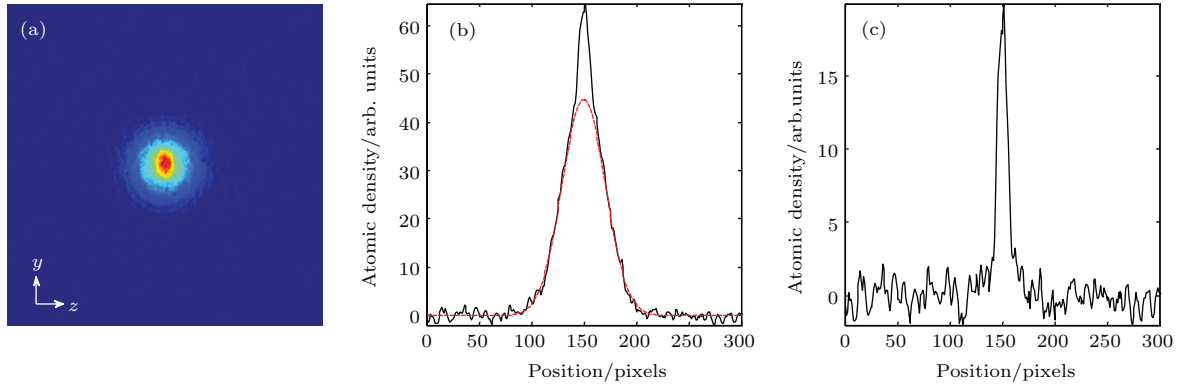


图1 (网刊彩色) 临界区域内原子气体的动量分布的提取过程 (a) QUIC 阱中原子样品经过 30 ms 自由飞行后的二维吸收成像; (b) 黑色实线是原子气体的轴向动量分布, 它是图 (a) 沿  $y$  方向的积分, 红色虚线是需要扣除的临界区域外的热原子气体的高斯波包; (c) 空间上处于临界区域内原子气体沿 QUIC 阱轴向的动量分布, 它是由图 (b) 中的黑线实线减去红色虚线所得

Fig. 1. (color online) Extraction of axial momentum distributions of atomic gases in critical region: (a) A two-dimensional absorption image of atomic sample released from QUIC trap after 30 ms time-of-flight; (b) the black line is the axial momentum distribution of atomic gases, which is obtained by integrating along  $y$  axis for Fig. (a), the red dash line is a gaussian curve determined by the thermal gas outside the critical region; (c) the axial momentum distribution of atom gases in critical region, which is obtained by subtracting the red dashed line from the black solid line in Fig. (b).

QUIC 阱轴向 ( $z$  方向) 的动量分布, 图 1(b) 中红色虚线是需要扣除的临界区域外的热原子气体所确定的高斯波包, 高斯波包的形式为  $\frac{N\alpha}{\sqrt{2\pi}\sigma_z} \exp(-(z - z_0)^2/2\sigma_z^2)$ , 其中,  $\sigma_z = \sqrt{k_B T(t_{\text{TOF}}^2 + 1/\omega_z^2)/m}$ ,  $\alpha$  由 (4) 式计算得到, 在我们的实验中,  $\alpha$  的典型值约为 89%; 图 1(c) 是临界区域内的原子气体沿 QUIC 阱轴向的动量分布, 它是由图 1(b) 中的黑色实线减去红色虚线所得.

#### 4 实验结果及分析

为了对临界温度附近的临界行为进行定量的分析, 我们提取了不同温度下临界区域内原子气体沿 QUIC 阱轴向的动量分布半高宽; 并且在每个温度点, 我们重复实验至少 10 次. 我们将温度范围为  $0.91T_{c0} \leq T \leq 1.10T_{c0}$  的实验数据进行了统计. 如图 2 所示, 在原子气体温度远高于临界温度 ( $T > 1.05T_{c0}$ ) 时, 原子气体的动量分布半高宽随着温度的降低而减小; 但是当温度继续降低, 原子气体的动量分布半高宽在温度为  $1.05T_{c0}$  附近出现明显的扭曲, 表明原子气体从热原子气体逐渐转变为临界气体; 进一步降低温度, 动量分布半高宽突然减小, 表现出非常明显的奇点行为. 此时, 原子气

体的温度非常接近临界温度  $T_c$ . 然后, 当温度越过临界温度  $T_c$  以后, 动量分布半高宽没有明显变化, 表明 BEC 在 QUIC 阱轴向的动量变化非常小.

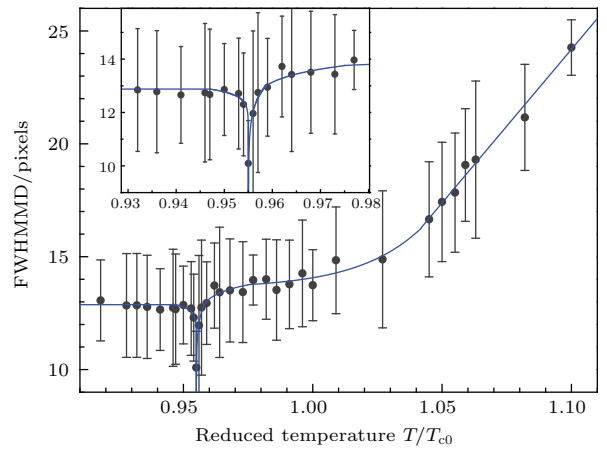


图2 临界区域内原子气体的动量分布半高宽随温度的变化关系 黑色点代表在一个温度点测量的动量分布的半高宽的平均值, 在每个温度点实验至少被重复 10 次; 蓝色实线是实验数据的经验拟合, 代表动量分布半高宽变化的趋势; 插图是当温度非常接近临界温度时的实验数据的放大

Fig. 2. Full width at half maximum of momentum distribution (FWHMMD) in the critical regime versus the temperature. For each black data point, at least ten independent runs were averaged. The blue line is an empirical fit, and has been drawn to guide eyes. The inset enlarges the region very near the critical temperature.

1996年, Giorgini等<sup>[20]</sup>的理论工作中指出, 各向异性的三维简谐势阱中的玻色气体的临界温度 $T_c$ 相对于 $T_{c0}$ 的偏移为

$$\begin{aligned} \delta T_c &\equiv T_c - T_{c0} \\ &= \left( -1.33 \frac{a}{a_{ho}} N^{1/6} - 0.73 \frac{\bar{\omega}}{\omega} N^{-1/3} \right) T_{c0}, \quad (5) \end{aligned}$$

其中,  $\bar{\omega} = (\omega_x + \omega_y + \omega_z)/3$ ,  $a_{ho} = \sqrt{\hbar/m\omega}$ . 将我们的实验参数代入上式, 结合 $T_{c0}$ , 得到临界温度 $T_c = 0.928T_{c0}$ . 在图2中, 原子气体动量分布半高宽的最小值所对应的温度约为 $0.955T_{c0}$ , 它就是原子气体的临界温度 $T_c$ . 该数值与理论计算的临界温度非常接近.

## 5 结 论

我们在实验上观测了临界区域内原子气体沿QUIC阱轴向动量分布的临界行为, 并没有考虑其他方向的动量分布. 原因在于QUIC势阱轴向的囚禁频率远远小于径向的囚禁频率, 当原子气体从磁阱中释放后, 势阱中原子气体的化学势在QUIC阱轴向上对自由飞行的原子气体的动量分布几乎没有影响<sup>[23]</sup>, 磁阱中原子气体的相互作用能大部分都释放在QUIC径向上. 本文从实验上观测了静磁阱中超冷 $^{87}\text{Rb}$ 原子气体在凝聚体相变温度附近的临界行为. 就我们所知, 这方面的实验研究只有参考文献<sup>[14, 15]</sup>中对原子气体关联长度的奇点行为进行了测量, 该实验测量了原子气体动量分布的奇点行为. 从临界区域内原子气体的动量分布半高宽随温度的变化关系得到原子气体由热原子气体转变为临界气体是一个渐变的过程, 临界气体先从势阱的中心出现, 逐渐向外扩展; 当系统的温度非常接近临界温度时, 临界区域内原子气体的动量分布半高宽突然减小, 表明其完全转化为临界气体, 此时序参量的量子涨落完全支配系统的行为<sup>[24]</sup>. 临界气体的动量分布的观测为我们理解临界行为提供了一个新的视角.

## 参考文献

- [1] Huang K 1987 *Statistical Mechanics* (New York: John Wiley & Sons) pp392–415
- [2] Coleman P, Schofield A J 2005 *Nature* **433** 226
- [3] Sachdev S 2003 *Rev. Mod. Phys.* **75** 913
- [4] Li Z, Zhou R, Zheng G Q 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 217404 (in Chinese) [李政, 周睿, 郑国庆 2015 物理学报 **64** 217404]
- [5] Imada M, Fujimori A, Tokura Y 1998 *Rev. Mod. Phys.* **70** 1039
- [6] Gasparini F M, Kimball M O, Mooney K P, Diaz-Avila M 2008 *Rev. Mod. Phys.* **80** 1009
- [7] Anderson M H, Ensher J R, Matthews M R, Wieman C E, Cornell E A 1995 *Science* **269** 198
- [8] Davis K B, Mewes M O, Andrews M R, van Druten N J, Durfee D S, Kurn D M, Ketterle W 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 3969
- [9] Bradley C C, Sackett C A, Tollett J J, Hulet R G 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 1687
- [10] Köhl M, Moritz H, Stöferle T, Schori C, Esslinger T 2005 *J. Low. Temp. Phys.* **138** 635
- [11] Polkovnikov A, Altman E, Demler E 2006 *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A* **103** 6125
- [12] Hadzibabic Z, Kruger P, Cheneau M, Battelier B, Dalibard J 2006 *Nature* **441** 1118
- [13] Bezett A, Blakie P B 2009 *Phys. Rev. A* **79** 033611
- [14] Donner T, Ritter S, Bourdel T, Ottl A, Kohl M, Esslinger T 2007 *Science* **315** 1556
- [15] Xiong W, Zhou X J, Yue X G, Chen X Z, Wu B, Xiong H W 2013 *Laser Phys. Lett.* **10** 125502
- [16] Sondhi S L, Girvin S M, Carini J P, Shahar D 1997 *Rev. Mod. Phys.* **69** 315
- [17] Buckingham M J, Fairbank W M 1961 *Progress in Low Temperature Physics* (Vol. 3) (Amsterdam: North-Holland) pp80–122
- [18] Feng M, Zhong Y P, Liu T, Yan L L, Yang W L, Twamley J, Wang H 2015 *Nat. Commun.* **6** 7111
- [19] Damle K, Senthil T, Majumdar S N, Sachdev S 1996 *Eur. Phys. Lett.* **36** 7
- [20] Giorgini S, Pitaevskii L P, Stringari S 1996 *Phys. Rev. A* **54** R4633
- [21] Pethick C J, Smith H 2008 *Bose-Einstein Condensation in Dilute Gases* (2nd Ed.) (New York: Cambridge University Press) pp21–28
- [22] Lü B L, Tan X Z, Wang B, Cao L J, Xiong H W 2010 *Phys. Rev. A* **82** 053629
- [23] Mewes M O, Andrews M R, van Druten N J, Kurn D M, Durfee D S, Ketterle W 1996 *Phys. Rev. Lett.* **77** 416
- [24] Ma S K 2000 *Modern Theory of Critical Phenomena* (New York: Westview Press) pp16–32

# Observation of critical behavior of ultra-cold Bose gas in a magnetic trap\*

Wang Bing<sup>1)2)3)</sup> Zhu Qiang<sup>1)2)3)</sup> Xiong De-Zhi<sup>1)2)†</sup> Lü Bao-Long<sup>1)2)</sup>

1) (State Key Laboratory of Magnetic Resonance and Atomic and Molecular Physics, Wuhan Institute of Physics and Mathematics, Chinese Academy of Sciences, Wuhan 430071, China)

2) (Key Laboratory of Atomic Frequency Standards, Wuhan Institute of Physics and Mathematics, Chinese Academy of Sciences, Wuhan 430071, China)

3) (University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

( Received 28 February 2016; revised manuscript received 21 March 2016 )

## Abstract

Quantum criticality emerges when the collective fluctuations of matter undergo a continuous phase transition at zero temperature and has been a research focus in conventional condensed-matter physics over the past several decades. In the quantum critical regime, the exotic and universal properties are expected. These properties are independent of the microscopic details of the system, but depend only on a few general properties of the system, such as its dimensionality and the symmetry of the order parameter. The research of quantum criticality can not only help us to understand quantum phase transitions, but also provide a novel route to new material design and discovery.

Ultracold bosonic gases have provided a clean system for studying the quantum critical phenomena. The critical behavior of a weakly interacting three-dimensional (3D) Bose gas should be identical to that of  $^4\text{He}$  at the superfluid transition, which belongs to the 3D XY universality class. From the normal fluid to the superfluid, the system undergoes a phase transition from completely disorder to long-range order, while in the vicinity of the phase transition point, the system parameters will show some singularity characteristics. In this paper, we observe the critical behavior of  $^{87}\text{Rb}$  Bose gas in a quadrupole-Ioffe configuration (QUIC) trap near the phase transition temperature  $T_c$ . A novel singularity behavior of the full width at half maximum of momentum distribution (FWHMMD) of atomic gas is discovered in the experiment. Prior to our experiment, we prepare a sample with  $7.8 \times 10^5$   $^{87}\text{Rb}$  atoms in the  $5S_{1/2}|F = 2, m_F = 2\rangle$  state. Then the sample is held in a QUIC trap for a presetting period of time to control the temperature of atom sample precisely. During the holding time, the sample is heated up due to background gas collisions or fluctuations of the trap potential. In our experiment, the heating rate is deduced to be  $0.348 \pm 0.078$  nK/ms from the absorption image. For a bosonic gas in a harmonic trap, critical gas can only cover a finite-size region due to a spatially varying density. We define the finite-size region as a critical region determined by the Ginzburg criterion. Then the FWHMMDs of atomic gas in the critical region are measured for different temperatures near the critical point. To this aim, we first extract the momentum distribution of atomic gas from the absorption image of the atomic clouds released from the QUIC trap after free expansion. Thus momentum distribution of atomic gas in the critical region can be extracted from the absorption image by subtracting the momentum distribution of thermal gas outside the critical region. According to the statistical results of the FWHMMD at different temperatures, we find that the FWHMMD suddenly reduces, thus revealing a very notable singularity behavior when the temperature is very close to the phase transition temperature  $T_c$ .

**Keywords:** critical region, critical behavior, phase transition temperature, full width at half maximum of momentum distribution

**PACS:** 05.70.Jk, 67.85.-d, 64.70.Tg

**DOI:** 10.7498/aps.65.110504

\* Project supported by the Young Scientists Fund of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11104322).

† Corresponding author. E-mail: [wssxdz@wipm.ac.cn](mailto:wssxdz@wipm.ac.cn)