

封面文章

基于增强条纹去除的超冷原子成像*

王帅¹⁾²⁾ 李希¹⁾²⁾³⁾ 姚星灿^{1)2)3)†}

1) (中国科学技术大学物理学院, 合肥微尺度物质科学国家研究中心, 合肥 230026)

2) (中国科学技术大学, 中国科学院量子信息与量子科技创新研究院, 上海量子科学研究中心, 上海 201315)

3) (中国科学技术大学, 合肥国家实验室, 合肥 230088)

(2024年4月26日收到; 2024年5月27日收到修改稿)

吸收成像是超冷原子实验中定量测量的基础。典型的成像过程涉及记录探测光场和原子吸收光场的照片。在拍摄这两张照片的时间间隔内, 由于探测光不可避免的抖动, 会在成像过程中引入条纹噪声模式。常规的条纹去除算法虽然可以抑制这种噪声, 但由于其忽略了原子吸收效应对噪声信号的调制, 使得原子团上会出现无法完全消除的剩余条纹, 并且这一现象会随着原子密度的增大而愈发明显。本文提出了一种创新的增强条纹去除算法, 该方法考虑了原子的吸收效应, 并通过主动调制噪声信号的强度, 从根本上避免了剩余条纹的产生并显著提高了成像的信噪比。在处理均匀费米气体的吸收成像时, 新算法成功将表征原子密度波动的相对标准偏差降低约 37%。此外, 本文还利用该方法对⁶Li 费米原子超流中的第二声波进行了定量观测。与传统的条纹去除算法相比, 我们的新方法将密度波关联函数的对比度提高了近 4 倍, 密度响应谱强度提升约 15%。上述结果表明, 增强条纹去除算法不仅可以有效地抑制条纹噪声, 而且更有利于在高密度原子体系中识别和探测一些重要物理效应。

关键词: 条纹去除, 吸收成像, 么正费米超流, 第二声波**PACS:** 67.85.-d, 03.67.Ac, 07.05.Pj, 42.50.Ex**DOI:** 10.7498/aps.73.20240570

1 引言

超冷原子以其纯净性和可操控性为研究多体量子物理^[1,2]和量子精密测量^[3,4]提供了一个理想的平台。作为冷原子实验的主要探测方式, 吸收成像通过向原子照射一束共振光, 然后比较透射前后光场的相对强度分布来提取有关原子的密度信息, 并据此可以计算出其他一系列与实验相关的可测量物理量。受限于真实环境的不完美性, 在实际的成像过程中总会不可避免地引入一些噪声, 其中最主要的就是探测光在元件缺陷处衍射以及反射光干涉形成的条纹模式。为了提升原子成像的质量和信噪比, 实验上已经发展出从面部识别^[5]和系外行星探测^[6]等领域建立起来的用于抑制此类噪声

的条纹去除方法^[7,8], 并且通过结合主成分分析 (principal component analysis, PCA)、独立成分分析 (independent component analysis, ICA) 和扩展基底数据集等技术还可以极大提高条纹去除的效率^[9-11]。

但是, 这些传统的条纹去除算法 (conventional fringe removal algorithm, CFRA) 存在一个固有的限制: 即在重构入射光场的过程中均采用了噪声模式在原子信号范围内自然延拓的方法, 忽略了原子在吸收光场同时对噪声强度的改变, 使得在最终计算的原子光学深度分布上出现剩余条纹。这一现象在对稀薄原子气体的成像中并不显著, 然而随着均匀势阱技术的发展^[12,13], 高密度量子简并气体的制备成为可能, 此时高密度原子的强吸收效应将会导致经 CFRA 算法处理后的图像出现明显

* 国家自然科学基金 (批准号: 11874340) 和国家重点研发计划 (批准号: 2018YFA0306501) 资助的课题。

† 通信作者。E-mail: yaoxing@ustc.edu.cn

的剩余条纹,并最终对实验测量造成不利影响.

本工作中,我们提出了一种可以移除这一限制的增强条纹去除算法 (enhanced fringe removal algorithm, EFRA). 该算法基于条纹模式的图像分解,利用主动调制的方式模拟原子对噪声强度的改变,进而抑制了剩余条纹的产生,并且相比于 CFRA 算法,EFRA 算法可以在对高密度原子团的成像过程中实现更好的条纹去除效果和更高的信噪比. 另外,通过研究么正费米超流中第二声波引起的密度波动,定量展示了 EFRA 算法在图像质量提升和关键物理信息提取过程中发挥的重要作用. 这种方法不仅使条纹去除算法在高密度原子吸收成像中的应用成为可能,而且进一步助力诸如集体激发所产生密度结构的分辨.

本文结构安排如下:第 2 节主要介绍 EFRA 算法的原理,以及传统方法和新方法在高密度原子成像中的数值模拟对比;第 3 节从实验上分别对 EFRA 算法在均匀费米气体条纹噪声抑制和第二声波分辨两方面的应用进行定量研究;第 4 节是对 EFRA 算法的总结与展望.

2 理论分析

为了提升成像信噪比并实现对原子样本的精密测量,实验上一般采取远超原子饱和光强的成像光对原子进行吸收成像^[14,15]. 这时,成像光强远超原子的饱和光强,原子跃迁的饱和效应使其光学深度的分布不能再仅通过透射前后两个光场的相对强度进行计算,而是需要考虑光场的绝对强度以及

饱和光强. 在每次实验循环中,一个典型的吸收成像过程通常需要拍摄 3 张照片:第 1 张记录的是经原子吸收后成像光的透射分布图像 A_L ,第 2 张记录的是成像光的分布图像 R_L ,最后一张则是记录背景光的暗场分布图像 G ,此时原子的光学深度分布 $OD(x, y)$ 可以表示为

$$OD(x, y) = \ln \left[\frac{R(x, y)}{A(x, y)} \right] + \frac{R(x, y) - A(x, y)}{\chi_s t}, \quad (1)$$

其中 x 和 y 为二维分布的位置坐标. $A = A_L - G$ 和 $R = R_L - G$ 分别为扣除暗场图像后原子吸收和成像参考光的照片,这一相减操作可以帮助抑制由成像光外其他光源产生杂散光的影响. χ_s 和 t 分别为饱和光强下 CCD 相机的光子计数率和曝光时间,一般来说 χ_s 需要结合实际环境在实验前进行预先校正^[14-16]. (1) 式中的第 1 项是弱光 (小于饱和光强) 条件下比尔-朗伯定律所描述的相对强度信号,而第 2 项则是由成像光强超过原子饱和光强而引入的线性修正. 在此基础上原子的二维密度分布 $n(x, y)$ 可以进一步表示为 $OD(x, y)/\sigma$, 其中 σ 代表散射截面.

接着,为了分析 CFRA 算法产生剩余条纹的原因以及 EFRA 算法的原理,可以将 A 和 R 分别分解为

$$\begin{cases} A = \tilde{A} + \delta A, \\ R = \tilde{R} + \delta R, \end{cases} \quad (2)$$

其中 \tilde{A} (\tilde{R}) 表示理想状态下 A (R) 的强度分布, δA (δR) 则是与之对应的噪声波动. 由于原子照片 A 和参考光照片 R 之间存在拍摄时差,所以通常

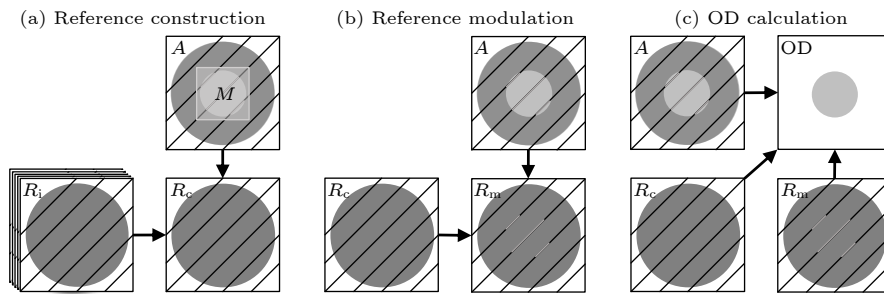


图 1 增强条纹去除算法流程图 (a) 通过参考光照片集 R_i 重构出与原子吸收照片 A 在掩膜区 M 外具有相同条纹特征的参考照片 R_c ; (b) 根据 A 和 R_c 构建调制参考光照片 R_m ; (c) 使用 R_c , R_m 以及 A 计算原子光学深度分布 $OD = \ln(R_c/A) + (R_m - A)/(\chi_s t)$, 图中的倾斜线表示条纹噪声

Fig. 1. Schematic of the enhanced fringe removal process: (a) The construction of light reference image R_c which shares a similar fringe feature with the atom image A outside the mask using light reference image set R_i ; (b) the construction of modulated light reference image R_m using A and R_c ; (c) the calculation of the optical depth distribution $OD = \ln(R_c/A) + (R_m - A)/(\chi_s t)$ from A , R_c and R_m . The inclined lines in the figure represent the fringe pattern.

情况下 $\delta A \neq \delta R$, 而这也是 OD 图像中条纹噪声出现的主要原因. 如图 1(a) 所示, CFRA 算法的核心在于重构一张与 A 具有相同条纹模式的参考照片 R_c . 该方法首先使用三角分解 (lower-upper decomposition) 和奇异值分解 (singular value decomposition) 等手段将采集的一系列参考光照片 R_i 分解为具有不同噪声模式的正交本征照片, 其中本征值较大的本征照片包含了相对低频的条纹噪声, 这为我们利用这些本征照片进行重构提供了可能. 由于 A 因原子吸收而存在与 R 有着本质不同的附

影区, 所以在重构过程中需要预先对其进行掩膜处理, 图 1(a) 中的 M 即代表了用于遮罩原子吸收部分的掩膜区. 然后将经掩膜处理后的 A 投影到这些本征照片上, 最终可根据投影系数以及与之相应的本征照片通过线性叠加的方式构建出一张与 A 在掩膜区 M 外具有基本相同条纹模式, 而在掩膜区 M 内自然延拓的参考照片 R_c [7-9,11]. 此时 $A \simeq \beta R_c$, 其中 β 表示成像光经过原子的透射分布系数. 根据 (2) 式的分解思路, 将 $R_c = \tilde{R}_c + \delta R_c$ 代入到原子光学深度分布的表达式, (1) 式可以改写为

$$\begin{aligned} \text{OD}(x, y) &= \ln \left[\frac{R_c(x, y)}{A(x, y)} \right] + \frac{R_c(x, y) - A(x, y)}{\chi_s t} \\ &= \ln \left[\frac{1}{\beta(x, y)} \right] + \frac{[\tilde{R}_c(x, y) + \delta R_c(x, y)] - \beta(x, y)[\tilde{R}_c(x, y) + \delta R_c(x, y)]}{\chi_s t} \\ &= \ln \left[\frac{1}{\beta(x, y)} \right] + (1 - \beta(x, y))\tilde{R}_c(x, y)/(\chi_s t) + (1 - \beta(x, y))\delta R_c(x, y)/(\chi_s t). \end{aligned} \quad (3)$$

(3) 式的后两项代表了超饱和成像中线性项的贡献, 并且最后一项即是没有被消除的剩余条纹噪声. 当成像原子样本非常稀薄时, 由于透射分布系数 $\beta \sim 1$, 两个线性项均趋近于 0, 剩余条纹噪声可以忽略不计; 但是在原子样本较为致密的情况下, 即便 CFRA 算法可以重构出和 A 在掩膜区 M 外具有完全相同条纹模式的参考照片, 由于忽略了掩膜区 M 内原子对噪声强度的抑制 ($\delta A = \beta \delta R_c$), 导致依旧无法完全去除这部分噪声. 由此可见, 剩余条纹现象的出现与原子的吸收效应以及光学深度息息相关.

为了弥补 CFRA 算法在对高密度原子气体成像应用中的不足, 我们开发了一种增强条纹去除算法 (EFRA), 这一算法的核心在于通过主动调制掩膜区 M 内的噪声强度, 进而将原子的吸收效应考虑了进来, 图 1 展示了该方法的计算流程. 如图 1(b) 所示, 根据 (3) 式, 将 CFRA 算法构造的照片 $R_c = \tilde{R}_c + \delta R_c$ 通过透射分布系数 β 调制为 $R_m = \tilde{R}_c + \beta \delta R_c$, 并且利用 R_m 对 (3) 式线性项中的 R_c 进行替换, 这时图 1(c) 中 $\text{OD} = \ln(1/\beta) + (1 - \beta)\tilde{R}_c/(\chi_s t)$, 剩余条纹项被完全消除. 如果要在真实的实验中应用这一算法需要解决两个问题, 首先是如何分离 R_c 的理想光场成分 \tilde{R}_c 和噪声信号成分 δR_c , 其次是如何获取透射分布系数 β . 对于第一个问题, 因

为实验采用的成像光通常为高斯光束, 所以理想情况下的光强分布必定满足二维高斯分布, 我们可以先利用二维高斯函数对 R_c 拟合得到 \tilde{R}_c , 然后通过 R_c 与 \tilde{R}_c 之间的差分获得 δR_c . 而对于第二个问题, 实验上我们采用经二维高斯滤波器降噪后 A 与 R_c 的比值 A/R_c 作为真实透射分布系数 β 的近似, 其中二维高斯滤波器的标准差为 3 个像素点.

在真实实验前, 我们预先使用数值的方法对比了传统算法和新算法在高密度原子成像中的表现. 计算过程中, 我们首先使用二维高斯分布对理想的光场分布 $\tilde{R}(x, y)$ 和原子团的二维密度分布 $n(x, y)$ 进行模拟, 并且在 $\tilde{R}(x, y)$ 中引入由正弦函数表征的条纹噪声和高斯白噪声表征的随机散粒噪声. 图 2(a) 展示了两种算法下的模拟图像, 图 2(b), (c) 分别展示了 CFRA 算法和 EFRA 算法下图 2(a) 中图像在虚线处的截面分布. 从图 2(b) 可以发现, 相比于参考光场 (蓝色曲线), 吸收光场 (橙色曲线) 所携带的噪声信号在经过原子吸收后同样会被抑制, 此时直接使用 CFRA 算法构建出来的 R_c 计算原子的光学深度分布 (绿色曲线) 会在对应原子吸收的区域形成剩余条纹. 相反在 EFRA 算法下, 这一抑制效应通过主动调制得到模拟, 从而补偿了剩余条纹, 并且计算得到的光学深度分布基本与理想分布 (红色虚线) 重合.

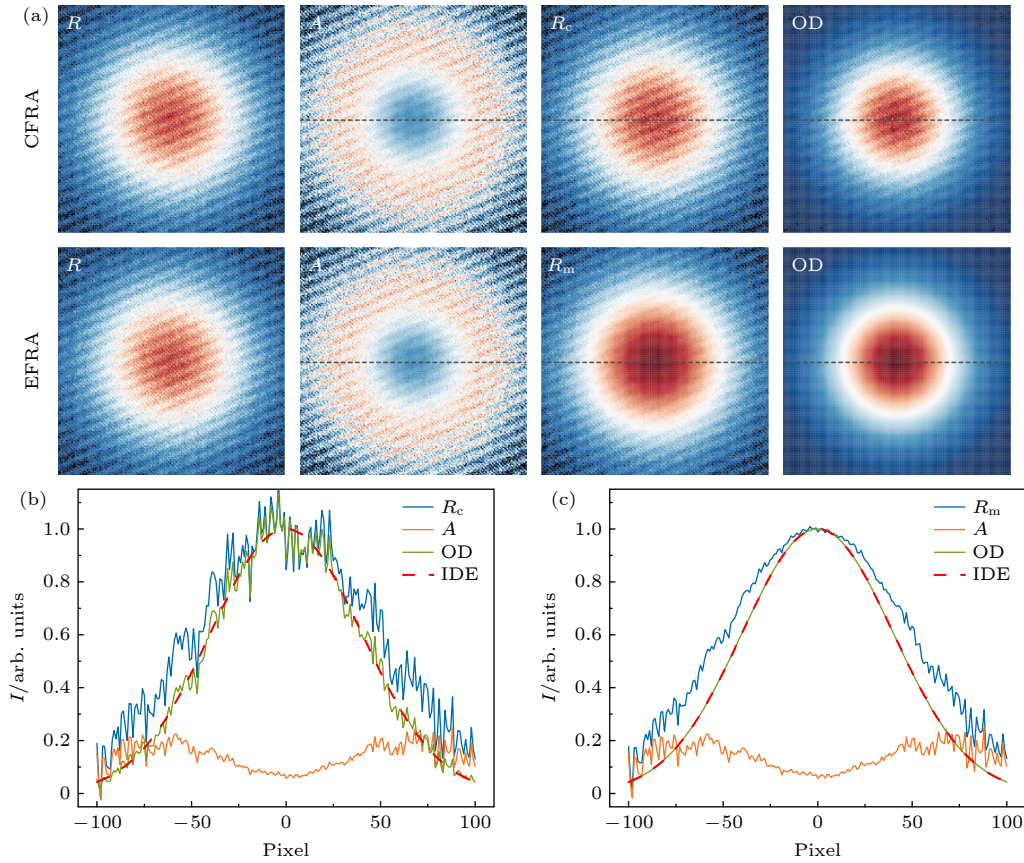


图 2 超饱和吸收成像下两种算法的数值结果对比 (a) CFRA 算法 (第一行) 和 EFRA 算法 (第二行) 下的参考光照片 R 、原子吸收照片 A 、重构照片 R_c 和 R_m 、以及原子光学深度分布 OD ; (b), (c) 分别为 (a) 图中 CFRA 算法和 EFRA 算法下图像灰色虚线处的截面分布图, 其中红色虚线代表理想状态下原子光学深度的截面分布

Fig. 2. The numerical comparison of two algorithms under saturated absorption imaging: (a) The light reference images R , atom absorption images A , reconstructed reference images R_c and R_m , and optical depth distributions in CFRA (the first row) and EFRA (the second row); (b), (c) exhibit cross section distributions at the gray dashed lines of the images under two algorithms in (a), and the red dashed line represents the distribution under ideal conditions.

3 实验部分

实验上我们使用密度均匀的费米气体对 EFRA 算法的有效性进行了定量研究. 首先分析了原子光学深度的波动, 用于测试的样本为囚禁于盒型势阱 ($151 \mu\text{m} \times 55 \mu\text{m} \times 55 \mu\text{m}$) 中, 并且由布局于 $|1\rangle \equiv |F = 1/2, m_F = -1/2\rangle$ 和 $|2\rangle \equiv |F = 1/2, m_F = 1/2\rangle$ 两个超精细能级上的 ^6Li 原子构成的么正费米气体, 其中 F 是原子的总自旋, m_F 是总自旋沿磁场方向的投影. 在典型温度 $T \simeq 0.84 T_c$ 下 (T_c 为相变温度), 均匀费米气体的密度约为 $n \simeq 1.56 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, 费米能高达 $E_F \simeq 2\pi \times 50.1 \text{ kHz}$, 具体制备过程可参考我们之前的工作^[17]. 在进行超饱和吸收成像的过程中, 饱和光强下的光子计数率 χ_s 被预先校正, 成像曝光时间设置为 $t = 3 \mu\text{s}$. 值得一提的是, 由于制备原子的密度非常大并且两

个超精细能级间的频差仅为 78 MHz, 对其中任意一个能态原子的共振吸收成像都会受到另一个能态原子的影响, 所以在实际成像时我们将成像频率调节到两个超精细能级中间, 此时两种能态原子对最终成像结果的贡献相同 (失谐相同). 这种近共振的吸收成像会改变最终计算原子密度分布时的散射截面 σ , 但是并不会对光学深度的分析产生影响. 图 3(b) 的 3 幅子图中分别展示了不使用条纹去除算法和使用 CFRA 算法以及 EFRA 算法处理后的典型成像结果, 其中的虚线方框标识出了定量分析的感兴趣区域 (region of interest, ROI: $84.40 \mu\text{m} \times 41.39 \mu\text{m}$). 值得一提的是图像中的横向条纹是由近共振成像产生的虚焦效应造成的. 由于将原子团置于三维盒型势阱中的目的是为了制备密度均匀的原子气体, 而条纹噪声会在图像上体现为周期性波动, 所以我们以 ROI 内的相对标准

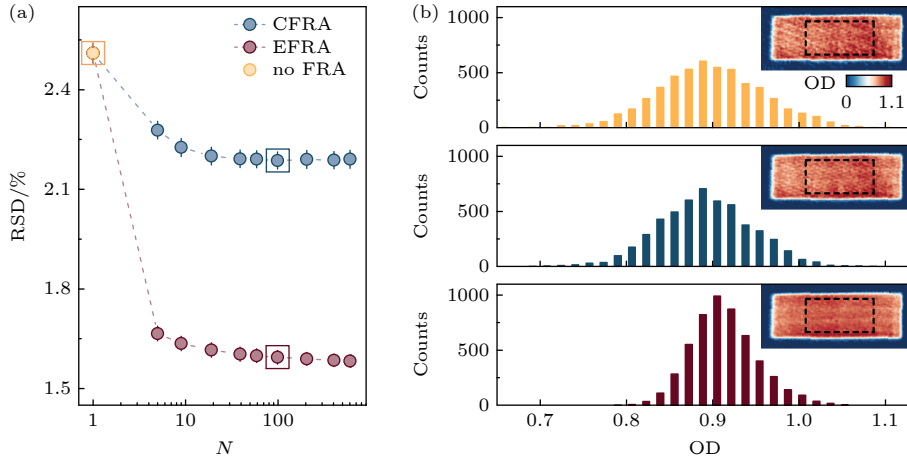


图 3 条纹去除效果 (a) 相对标准偏差 RSD 随参考光照片集大小的变化关系; (b) 三幅子图展示了 (a) 中方框内相应数据点处原子的光学深度照片, 以及虚线框 ($84.40 \mu\text{m} \times 41.39 \mu\text{m}$) 内光学深度的分布直方图

Fig. 3. Fringe removal performance: (a) The relative standard error as a function of the size of light reference image set under different algorithms; (b) the three subgraphs show the optical depth distribution at corresponding data points labeled by square boxes in (a), and the histograms of the optical depth in the dashed box ($84.40 \mu\text{m} \times 41.39 \mu\text{m}$).

偏差: $\text{RSD} = \text{std}\{\text{OD}(p), p \in \text{ROI}\} / \text{avg}\{\text{OD}(p), p \in \text{ROI}\}$ 作为衡量原子光学深度波动以及条纹去除效果的判据, 其中 p 指代 ROI 区域内的像素点. 图 3(a) 展示了不同算法下相对标准偏差 RSD 随参考光照片集大小 N 的变化关系. 可以看出两种算法的 RSD 均在 $N \sim 100$ 处出现饱和, 相比于不使用任何算法进行降噪的情况, CFRA 算法的 RSD 相对下降了约 13%, 而 EFRA 算法则下降了约 37%, 其条纹抑制的效果约为 CFRA 算法的 3 倍. 与此同时, 图 3(b) 中还展示了 ROI 区域内的光学深度分布直方图, 其中所有直方分布均呈现高斯型分布. 对比不经过任何处理的光学深度分布, CFRA 算法处理后的结果并没有发生明显改变, 但是经 EFRA 算法处理后光学深度的分布快速收窄, 分布展宽缩小了近 43%, 这说明在对高密度原子成像的过程中, EFRA 算法可以很好地弥补 CFRA 算法的不足, 显著提升条纹去除效果.

与此同时, 我们进一步在实际测量么正费米气体第二声波的过程中展示了 EFRA 算法的效果. 第二声波是一种只存在于超流体内的集体激发模式, 不同于通过向体系施加压强梯度所产生的第一声波, 它本质上是由温度梯度引起的超流体中超流组分和常规流体组分之间相对比例的波动, 由于超流组分不携带熵, 所以第二声波也描述了体系熵或者温度的传播 [18,19]. 针对么正费米超流中第二声波声速和衰减率的研究可以帮助我们了解体系在非平衡态下热输运和流体动力学方面的性质 [17,20-22].

在朗道二流体模型下, 第二声波会耦合进体系的密度响应函数, 所以为了在体系的流体力学区探测第二声波 [18,23-25], 我们使用长波极限下的布拉格谱学技术对么正费米超流的密度响应谱进行精密测量, 具体的实验装置和测量过程请参考我们之前的工作 [17]. 由于第二声波产生的密度波动非常微弱 (约为 2%), 所以能否有效抑制噪声对真实信号的提取至关重要. 图 4(a), (b) 第一行分别展示了经 CFRA 算法和 EFRA 算法处理后两束布拉格光 (传递动量 $k \sim 0.058k_F$, 传递能量角频率 $\omega \sim 0.072E_F/\hbar$) 在 $0.84 T/T_c$ 温度下的均匀么正费米超流中激发的密度波动 (沿势阱长边 z 方向传播) 的差分图像, 其中 k_F 为费米动量, \hbar 为约化普朗克常数. 图 4(a), (b) 的第二行则是第一行中虚线方框指示的 ROI 区域 ($84.40 \mu\text{m} \times 41.39 \mu\text{m}$) 内的密度波动沿势阱短边方向的一维积分结果. 从中不难发现, 代表密度波动的真实信号在图像上呈现出纵向分布的条纹, 此时其他任何非正交方向上的条纹噪声都会对本应体现为正弦形式的波动信号造成畸变, 从而降低提取微弱第二声波信号的可能性. 图 4(c) 中的子图额外展示了图 4(a), (b) 中一维约化密度波动 $\frac{\delta n(z)}{n(z)}$ 的关联函数 $\text{Corr}(z) = \frac{1}{\langle \tilde{n}(z)^2 \rangle} \int dz' \langle \tilde{n}(z) \tilde{n}(z+z') \rangle$ ($\tilde{n} = \delta n(z)/n(z)$). 通过使用经正弦函数调幅的高斯函数:

$$\text{Corr}(z) = a[1 + c(\cos(2\pi z/d + \phi_0))]e^{-z^2/\sigma^2}. \quad (4)$$

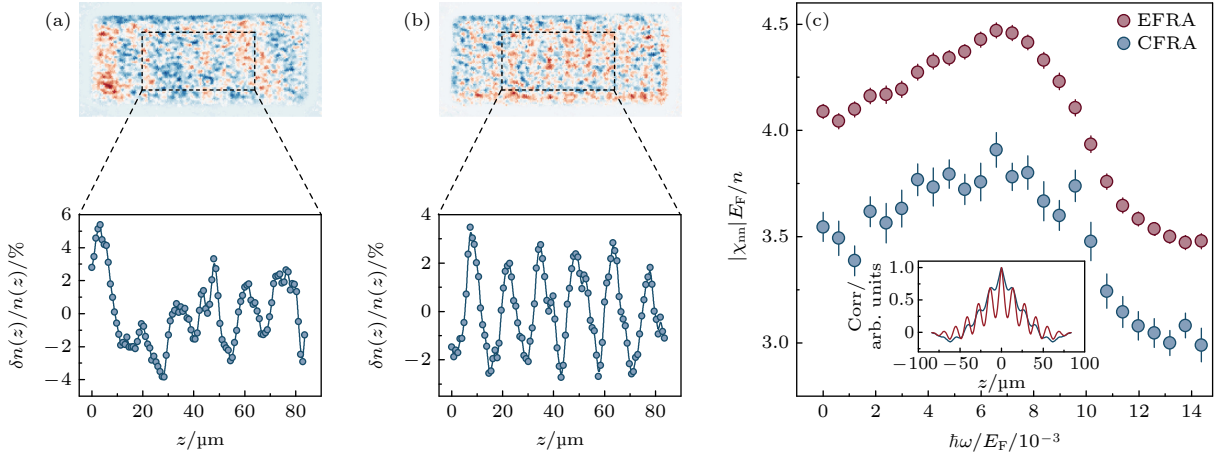


图4 不同算法下密度响应谱的提取 (a) CFRA 算法和 (b) EFRA 算法下么正费米超流内第二声波的密度响应差分图, 第一行为二维密度波动图像, 第二行为第一行图像虚线框 ($84.40 \mu\text{m} \times 41.39 \mu\text{m}$) 内积分后沿 z 方向传播的一维约化密度波动 $\delta n(z)/n(z)$, 其中的曲线为引导线; (c) 分别采用两种算法处理后对应于第二声波的密度响应谱, 其中子图为 (a), (b) 中一维约化密度波动 $\delta n(z)/n(z)$ 的关联函数, 图中的误差棒表示 1 倍标准差

Fig. 4. The extraction of density response spectrum under different algorithms. Difference images of the density response induced by the second sound in unitary Fermi superfluid processed by CFRA (a) and EFRA (b), the upper panel shows the two-dimensional density waves, and the lower panel shows the one-dimensional normalized density waves $\delta n(z)/n(z)$ along the z axis after integrating the difference images in the dashed boxes ($84.40 \mu\text{m} \times 41.39 \mu\text{m}$) of the upper panel respectively, and the solid line is a guide to the eye; (c) the density response spectra corresponding to the second sound processed by the two algorithms respectively, and the inset exhibits the correlation functions of $\delta n(z)/n(z)$ as shown in (a) and (b). The error bars represent one standard deviation.

进一步提取了两种算法下关联函数的对比度 c , (4) 式中的 a 表示关联函数的强度、 d 表示关联周期、 ϕ_0 表示正弦函数的初始相位、 σ 表示关联函数的展宽。从中发现经过 EFRA 处理后关联函数的对比度约为 CFRA 算法下的 4 倍, 这意味着密度分布的周期性更显著, 有利于信号的分辨和进一步提取。已知体系的密度响应谱 $|\chi_{nm}|$ 与一维约化密度波动 $\delta n(z)/n(z)$ 之间满足如下关系^[17]:

$$\frac{1}{z_2 - z_1} \int_{z_1}^{z_2} dz \left| \frac{\delta n(z)}{n(z)} \right| = \frac{2V_0}{\pi n(z)} |\chi_{nm}(k, \omega)|, \quad (5)$$

其中 z_1 和 z_2 分别为一维密度波动分布曲线起始和终止的位置坐标, V_0 代表扰动强度, $n(z)$ 是无扰动情况下原子的一维密度分布, 其在均匀势阱中是一个与位置坐标无关的常数。通过扫描布拉格光的频差, 根据 (5) 式即可利用原子的吸收成像测量体系的密度响应谱。图 4(c) 展示了两种算法处理下对应于第二声波的无量纲化的密度响应谱。相比于 CFRA 算法, EFRA 算法处理后的谱响应强度提升了约 15%, 并且测量误差减小了一半。由此可见, EFRA 算法不仅为密度响应谱的测量提供了更加准确的结果, 还为第二声波声速和衰减率的确定以及后续相关运输系数的计算铺平了道路。

4 结 论

本文为超冷原子的吸收成像提供了一种普适的增强条纹去除算法。该算法可以从原理上避免传统条纹去除算法于原子吸收区域产生的剩余条纹, 并有助于进一步提升成像质量。在探测么正费米超流第二声波的过程中, 均匀费米气体成像照片上条纹的去除极大地提高了由第二声波诱导产生的密度波动的分辨率, 这为实验上定量确定么正费米超流中第二声波的衰减以及与之相关的一系列线性输运参量奠定了重要基础^[17]。另外, 增强条纹去除算法无需对实验系统进行任何改变即可在使用吸收成像的实验中实现, 并且已经应用于探测么正费米气体的第二声波、赭能隙等相关研究之中^[17,26]。与此同时, 使用此方法还可以帮助我们进一步提高识别和分析冷原子实验中有关拓扑激发和量子相的效率, 例如强相互作用费米子体系下的孤子和涡旋晶格^[27,28], 以及偶极量子气体中的量子液滴和超固态^[29,30]等。

参考文献

- [1] Bloch I, Dalibard J, Zwerger W 2008 *Rev. Mod. Phys.* **80** 885

- [2] Bloch I, Dalibard J, Nascimbène S 2012 *Nat. Phys.* **8** 267
- [3] Cronin A D, Schmiedmayer J, Pritchard D E 2009 *Rev. Mod. Phys.* **81** 1051
- [4] Ludlow A D, Boyd M M, Ye J, Peik E, Schmidt P 2015 *Rev. Mod. Phys.* **87** 637
- [5] Sirovich L, Kirby M 1987 *J. Opt. Soc. Am. A* **4** 519
- [6] Lafreniere D, Marois C, Doyon R, Nadeau D, Artigau E 2007 *Astrophys. J. Lett.* **660** 770
- [7] Li X L, Ke M, Yan B, Wang Y Z 2007 *Chin. Opt. Lett.* **5** 128
- [8] Ockeloen C F, Tauschinsky A F, Spreuw R J C, Whitlock S 2010 *Phys. Rev. A* **82** 061606
- [9] Niu L X, Guo X X, Zhan Y, Chen X Z, Liu W M, Zhou X J 2018 *Appl. Phys. Lett.* **113** 144103
- [10] Segal S R, Diot Q, Cornell E A, Zozulya A A, Anderson D Z 2010 *Phys. Rev. A* **81** 053601
- [11] Song B, He C D, Ren Z J, Zhao E T, Lee J, Jo G B 2020 *Phys. Rev. Appl.* **14** 034006
- [12] Gaunt A L, Schmidutz T F, Gotlibovich I, Smith R P, Hadzibabic Z 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 200406
- [13] Mukherjee B, Yan Z, Patel P B, Hadzibabic Z, Yefsah T, Struck J, Zwierlein M W 2017 *Phys. Rev. Lett.* **118** 123401
- [14] Renaudi G, Lahaye T, Wang Z, Guéry-Odelin D 2007 *Opt. Lett.* **32** 3143
- [15] Hueck K, Luick N, Sobirey L, Siegl J, Lompe T, Moritz H, Clark L W, Chin C 2017 *Opt. Express* **25** 8670
- [16] Horikoshi M, Ito A, Ikemachi T, Aratake Y, Kuwata-Gonokami M, Koashi M 2017 *J. Phys. Soc. Jpn.* **86** 104301
- [17] Li X, Luo X, Wang S, Xie K, Liu X P, Hu H, Chen Y A, Yao X C, Pan J W 2022 *Science* **375** 258
- [18] Landau L 1941 *Phys. Rev.* **60** 356
- [19] Donnelly R J 2009 *Phys. Today* **62** 34
- [20] Patel P B, Yan Z, Mukherjee B, Fletcher R J, Struck J, Zwierlein M W 2020 *Science* **370** 1222
- [21] Hoffmann D K, Singh V P, Paintner T, Jäger M, Limmer W, Mathey L, Hecker Denschlag J 2021 *Nat. Commun.* **12** 7074
- [22] Yan Z, Patel P B, Mukherjee B, Vale C J, Fletcher R J, Zwierlein M W 2024 *Science* **383** 629
- [23] Kadanoff L P, Martin P C 1963 *Ann. Phys. New York* **24** 419
- [24] Hohenberg P, Martin P 1965 *Ann. Phys. New York* **34** 291
- [25] Hu H, Zou P, Liu X J 2018 *Phys. Rev. A* **97** 023615
- [26] Li X, Wang S, Luo X, Zhou Y Y, Xie K, Shen H C, Nie Y Z, Chen Q, Hu H, Chen Y A, Yao X C, Pan J W 2024 *Nature* **626** 288
- [27] Yefsah T, Sommer A T, Ku M J H, Cheuk L W, Ji W, Bakr W S, Zwierlein M W 2013 *Nature* **499** 426
- [28] Zwierlein M W, Abo-Shaeer J R, Schirotzek A, Schunck C H, Ketterle W 2005 *Nature* **435** 1047
- [29] Kadau H, Schmitt M, Wenzel M, Wink C, Maier T, Ferrier-Barbut I, Pfau T 2016 *Nature* **530** 194
- [30] Norcia M A, Politi C, Klaus L, Poli E, Sohmen M, Mark M J, Bisset R N, Santos L, Ferlaino F 2021 *Nature* **596** 357

COVER ARTICLE

Ultracold atomic imaging based on enhanced fringe removal method*

Wang Shuai¹⁾²⁾ Li Xi¹⁾²⁾³⁾ Yao Xing-Can^{1)2)3)†}

1) (Hefei National Research Center for Physical Sciences at the Microscale, School of Physical Sciences, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China)

2) (Shanghai Research Center for Quantum Sciences, CAS Center for Excellence in Quantum Information and Quantum Physics, University of Science and Technology of China, Shanghai 201315, China)

3) (Hefei National Laboratory, University of Science and Technology of China, Hefei 230088, China)

(Received 26 April 2024; revised manuscript received 27 May 2024)

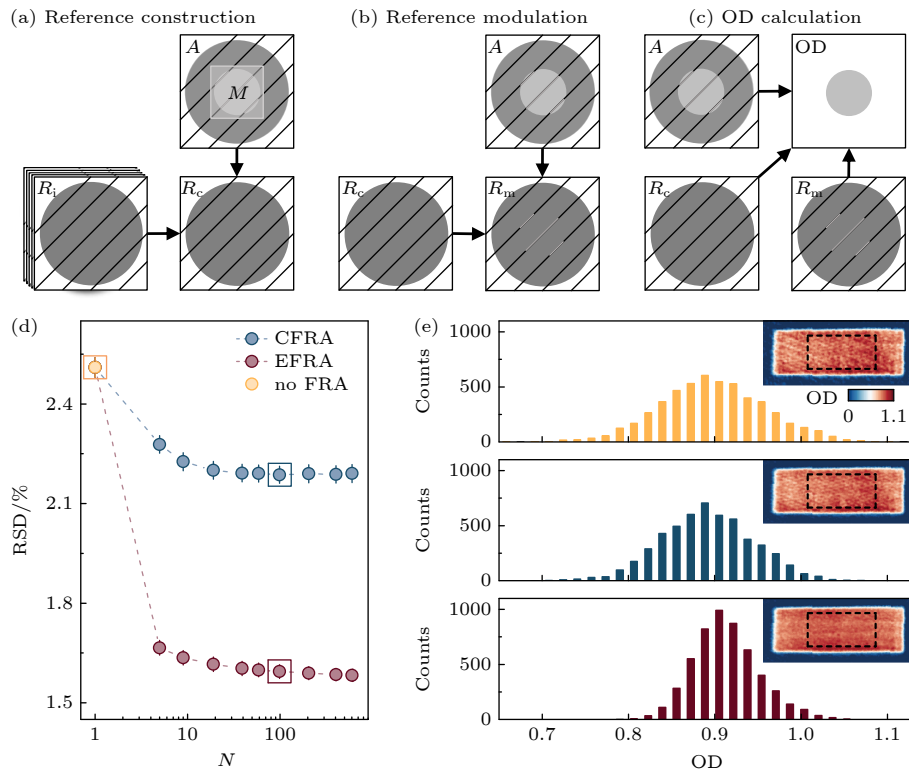
Abstract

Absorption imaging is the foundation for quantitative measurements in experiments on ultracold atoms. This technique mainly involves capturing images of both the probing light field and the atom absorption light field. In this process, the unavoidable jitter of the probing light introduces imaging noise of fringe patterns into the atomic optical density distribution OD. In conventional fringe removal algorithms, this type of noise can be normalized by constructing an optimal reference image from multiple reference images that have been actually

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11874340) and the National Key R&D Program of China (Grant No. 2018YFA0306501).

† Corresponding author. E-mail: yaoxing@ustc.edu.cn

taken, which shares similar fringe patterns to an absorption image (Fig. (a)). Although this method works well in the region without atomic signal, they often overlook the modulation of the noise signal due to atomic absorption effects, leading to persistent residual fringes on the atom clouds. This problem becomes more pronounced with atomic density increasing. Here, we propose an enhanced fringe removal algorithm that takes into account the effects of atomic absorption, and actively modulates the intensity of the noise signal in the reference image constructed by conventional fringe removal algorithms (Fig. (b)), effectively preventing the residual fringes from forming, thus significantly improving the signal-to-noise ratio of the atomic images. When applied to the absorption imaging of homogeneous Fermi gases with high density, as shown in Fig. (d), this new algorithm successfully reduces the relative standard deviation of optical depth characterizing atomic density fluctuations by approximately 37%, which is about 3 times the relative standard deviation by conventional algorithm. Three subgraphs in Fig. (e) show the optical depth distribution at corresponding data points labeled by square boxes in Fig. (d). Furthermore, we also use this technique to quantitatively determine the second sound in the unitary Fermi superfluid of ${}^6\text{Li}$ atoms. Compared with conventional fringe removal methods, our new algorithm increases the correlation function's contrast of the density wave nearly 4 times, therefore enhancing the intensity of the density response spectrum by approximately 15% with half the measured standard error, paving the way for quantitatively determining the speed and attenuation of the second sound. These results demonstrate that the enhanced fringe removal algorithm not only effectively suppresses fringe noise, but also facilitates the identification and detection of important physical phenomena in high-density atomic systems, such as some collective excitations and new quantum phases.



Keywords: fringe removal, absorption imaging, unitary Fermi gases, second sound

PACS: 67.85.-d, 03.67.Ac, 07.05.Pj, 42.50.Ex

DOI: [10.7498/aps.73.20240570](https://doi.org/10.7498/aps.73.20240570)



基于增强条纹去除的超冷原子成像

王帅 李希 姚星灿

Ultracold atomic imaging based on enhanced fringe removal method

Wang Shuai Li Xi Yao Xing-Can

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 73, 146701 (2024) DOI: 10.7498/aps.73.20240570

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240570>

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

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于自校验的单像素成像系统动态干扰去除方法

Dynamic occlusion removal in single-pixel imaging system based on self-check

物理学报. 2023, 72(3): 034201 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20221918>

基于机器学习的单拍冷原子成像

Single shot imaging for cold atoms based on machine learning

物理学报. 2023, 72(14): 144201 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230449>

考虑磁透镜边缘场的质子成像系统优化设计

Optimization of proton imaging system including fringe field of magnetic lens

物理学报. 2021, 70(2): 022901 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201141>

基于动力学平均场的光晶格超冷原子量子模拟

Quantum simulation of ultracold atoms in optical lattice based on dynamical mean-field theory

物理学报. 2023, 72(18): 183701 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230701>

无造影剂增强的超快超声脊髓微血管成像方法

Non-contrast-enhanced ultrafast ultrasound Doppler imaging of spinal cord micro-vessels

物理学报. 2021, 70(11): 114304 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201878>

基于一体化微球物镜的超分辨成像系统

Super-resolution imaging system based on integrated microsphere objective lens

物理学报. 2020, 69(13): 134201 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191994>