arXiv:2301.00871v1 [physics.atom-ph] 2 Jan 2023

利用超冷量子气体中的里德伯三聚体测量非局域三体空间关联

S. K. Kanungo,[1,2] Y. Lu,[1,2] F. B. Dunning,[1] S. Yoshida,[3] J. Burgd¨orfer,[3] and T. C. Killian[1,2]

[1] *Department of Physics and Astronomy, Rice University, Houston, TX 77005-1892, USA*

[2] *Rice Center for Quantum Materials, Rice University, Houston, TX 77005-1892, USA*[3] *Institute for Theoretical Physics, Vienna University of Technology, Vienna A-1040, Austria, EU*

我们通过研究超长程里德伯三聚体分子的形成率，测量了玻色（^{84}Sr）和自旋极化费米（^{87}Sr）锶非简并超冷气体中的非局域三阶空间关联。观测发现，三聚体产生率对量子统计效应非常敏感：玻色 ^{84}Sr因聚束而显著增强，最高可达六倍（3!）；自旋极化费米^{87}Sr则因反聚束而明显降低。实验结果与理论预测进行了比较，二者吻合良好。本方法为在多种超冷原子气体系统中研究 *in situ* 高阶非局域空间关联开辟了道路。

1. 引言

对原子间空间关联的测量，在理解量子多体系统的性质及其非经典行为方面发挥了重要作用，例如玻色–爱因斯坦凝聚体[1]、、莫特绝缘体态[2], 、量子自旋模型与磁性[3–6], 、埃菲莫夫物理[7], , 以及一维强相互作用气体 [8–10]。通过光缔合和三体复合的研究，人们已在 ≤ 20nm长度尺度上考察了量子气体中的短程或局域二体和三体关联[1, 8–10]。利用布拉格光谱学[6] 以及光镊 [3]和量子气体显微镜[5,11]中的直接成像，人们已研究了长度尺度约为光波长的长程或非局域关联。最近，通过研究超长程里德堡分子（ULRMs）的形成，人们实现了对中间长度尺度 $\sim 20-200$ nm处二体关联的测量[12]。此前的研究聚焦于二聚体分子的形成和二体关联；在此，我们证明这一方法可拓展至更高阶关联的研究，并报告了玻色子超冷气体（^{84}Sr）和自旋极化费米子超冷气体（^{87}Sr）中的非局域三体空间关联测量。

超长程里德堡分子是通过里德堡电子与嵌入电子云中的基态原子发生散射形成的，这会产生一个吸引性的“分子”势[13, 14]。图1(a)展示了使用费米赝势计算得到的锶 $5s38s\,^3S_1 - 5s^2\,^1S_0$ 原子对的这种势的典型示例，该势反映了径向电子概率密度分布。该势可以支持多个振动态，图1(a)中还给出了与较低振动态对应的振动态波函数。这里尤其关注基态 $\nu = 0$ 振动态，该状态高度局域于最外层势阱中，其核间距为（取决于$n-$）$R_n \sim 1.8(n-\delta)^2 a_0$，其中 a_0 为玻尔半径，δ 为 s态量子亏损。

利用二聚体形成率 [12] 测量二体关联的方法，基于这样一个事实：在基态振动态中形成二聚体的可能性，与初始样品中存在两个基态原子且其初始间距适当的概率 R_n成正比。因此，通过改变 n，进而改变R_n，便可以探测原子间距的概率分布，并推导出对关联函数$g^{(2)}(r)$。处于基态的三聚体超长程里德堡分子包含两个处于振动基态的基态原子，它们与里德堡核离子之间的距离为 R_n。因此，测量三聚体形成可以用来研究三体空间关联；不过，与二聚体相比，数据分析更为复杂，因为两个束缚基态原子的相对位置并不固定，其特征角度为图1(b)所示的 θ，而测得的数值代表角度平均量。这里给出了 n 取 $29-45$范围内的超长程里德堡分子结果，这对应于 R_n为$\sim 60-170$ nm，以及200 nK至2 μ K的样品温度。所探测的长度尺度小于或大致相当于原子热德布罗意波长 $\lambda_{\rm dB}$、$R_n/\lambda_{\rm dB} \sim 0.2-1$，因此量子统计效应应当会在关联函数中清晰可见。

2. 实验方法

在本研究中，我们测量了超冷气体中的里德堡三聚体激发率。采用激光冷却和囚禁的标准方法制备了 ^{84}Sr的冷样品（玻色子，核自旋为 $I = 0$）以及自旋极化的 ^{87}Sr（费米子， $I = 9/2$）[15, 16]。原子束中的原子先在塞曼减速器中减速，然后利用461 nm处的 $5s^2\,^1S_0 \longrightarrow 5s5p\,^1P_1$ 跃迁在磁光阱（MOT）中冷却至 $\sim$1 mK。为进一步将温度降至数 μK，采用了基于689 nm处窄 $5s^2\,^1S_0 \longrightarrow 5s5p\,^3P_1$ 跃迁运行的MOT。随后，将原子装载到由两束交叉的1064 nm激光束形成的光偶极阱（ODT）中，并通过蒸发冷却[17] 将温度降至——

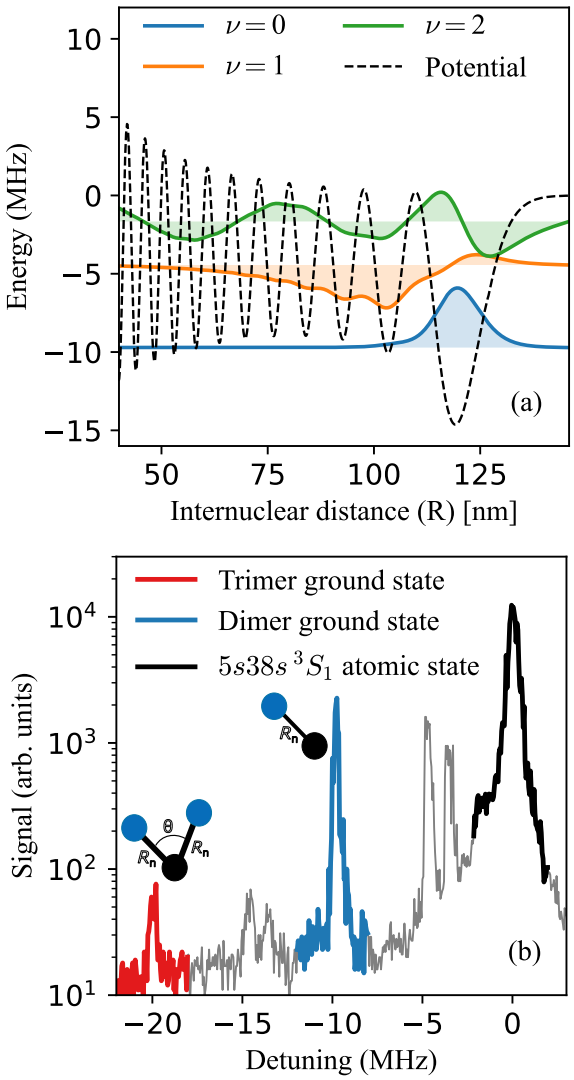


图 1 $5s^{2}\,{}^{1}S_{0}$ $5s38s\,{}^{3}S_{1}-$。（a）计算得到的锶原子对分子势。图中还包含计算得到的振动态波函数与径向坐标 R 的乘积，分别对应$\nu=0$、1 和 2 振动态；每条波函数对应的横轴表示其结合能。（b）冷致密锶气体中，$5s38s\,{}^{3}S_{1}$ 里德伯态附近的里德伯激发谱，其中 x 轴表示相对于里德伯原子谱线（黑色）的激光失谐。与二聚体和三聚体基态分子形成相关的谱线分别以蓝色和红色显示。其余谱线（灰色）对应振动激发分子的形成。图中还示意了相关态对应的二聚体和三聚体分子。

200 nK至 2 μK范围内的最终温度（对自旋极化 ^{87}Sr进行蒸发冷却时，因禁阱中存在 ^{84}Sr，以提供协同冷却）。通常，对于两种同位素，ODT中会保持囚禁2-7 $\times10^{5}$个原子，峰值密度范围为0.5至2.5 $\times10^{12}$ cm^{-3}，该密度根据测得的囚禁阱振荡频率和原子数计算得到。

为获得自旋极化费米子冷样品，将基态 ^{87}Sr 原子光抽运至 m_F= 9/2（$F=9/2$）态[12]。将原子装载到光偶极阱后，施加 7.6 G 的偏置磁场，使 $5s5p\,{}^{3}P_{1}$ $F=9/2$ 流形中相邻磁子能级之间产生 $\sim$ 650 kHz 的塞曼分裂。通过施加一系列红失谐 689 nm 激光脉冲，将布居数转移至 $m_F=9/2$ 基态；这些脉冲相对于各个 $m_F \longrightarrow m_F+1$跃迁的失谐量为 50 kHz，且偏振为 $\sigma^{(+)}$。随后，将所得的自旋极化 ^{87}Sr 原子样品与 ^{84}Sr 原子进行协同冷却，使其达到所需的最终温度，并将磁场降至 1 G，以便在后续测量期间维持量子化轴。所有针对 ^{84}Sr 和未极化 ^{87}Sr 原子样品的数据均在零磁场下记录。

锶里德伯二聚体和三聚体通过双光子激发从基态经由$5s5p\,{}^{3}P_{1}$ ($F=11/2$ 对于 ^{87}Sr)中间态产生。第一个（689 nm）光子的频率相对于中间态蓝失谐 14 MHz。扫描第二个（320 nm）光子，以获得分子激发谱。两束激光均开启 $\sim$10 μs。基态三聚体激发在光谱上可与所有其他态的激发分辨开来。每次激光脉冲产生的里德伯分子少于一个，以避免里德伯-里德伯相互作用。通过选择性场电离[18], 探测里德伯分子，并将产物电子引导至微通道板（MCP）进行检测。本研究中产生的里德伯主量子数为 $29 \leq n \leq 45$的超长程里德伯分子态，对应的里德伯原子和超长程里德伯分子尺寸为 63 nm $\leq R_n \leq$ 165 nm。由于当前 100 kHz 的光谱分辨率不足以分辨超长程里德伯分子的谱特征，目前无法探测更大的 n和R_n。通常，利用单个超冷样品可进行 1000 次实验循环，以积累统计数据。

3. $g^{(3)}(r)$和 $g^{(2)}(r)$关联函数

关联函数的测量为考察复杂量子系统，尤其是多体系统的行为，提供了一种有效手段。$G^{(p)}(\mathbf{r}_1,\ldots,\mathbf{r}_p)$ ($p\geq 2$)表示约化 p体密度矩阵的对角元，并衡量在给定时刻于指定位置找到 p 个粒子的可能性。约化单粒子密度矩阵（RDM） $\rho^{(1)}(\mathbf{r_1},\mathbf{r_2})$有时也记作$G^{(1)}(\mathbf{r}_1,\mathbf{r}_2)$, [19], 包含关于相干性和非对角关联的信息，这与 $G^{(p)}$ 在 $p\geq 2$ 取值时的情况形成对比。Glauber 等人探讨了原子物理学背景下关联函数的理论描述， [19]我们沿用该分析，推导与三聚体超长程里德堡分子激发相关的角度平均三体关联函数。下面我们将展示，对于理想气体，系综平均的

三体关联函数可以完全用RDM表示。

约化密度矩阵（RDM）为：

$$G^{(1)}(\mathbf{r_1},\mathbf{r_2}) = \langle \hat{\Psi}^\dagger(\mathbf{r})\hat{\Psi}(\mathbf{r_2})\rangle\,, \tag{3.1}$$

其对角元素表示密度：

$$\rho(\mathbf{r}) = G^{(1)}(\mathbf{r},\mathbf{r}). \tag{3.2}$$

设 $\hat{\Psi}^\dagger(\mathbf{r})$ 和 $\hat{\Psi}(\mathbf{r})$ 分别为位置$\mathbf{r}$处原子的产生算符和湮灭算符，它们满足适用于玻色子或费米子的对易关系。

对于处于势 $V(\mathbf{r})$ 中的原子，$G^{(1)}(\mathbf{r_1},\mathbf{r_2})$ 可用广义玻色函数 g_α[19] 表示为：

$$G^{(1)}(\mathbf{r_1},\mathbf{r_2}) = \frac{1}{\lambda_{\mathrm{dB}}^3} g_{3/2}\left(\exp\left[\frac{\mu - [V(\mathbf{r_1})+V(\mathbf{r_2})]/2}{k_B T}\right], \exp\left[-\pi\frac{(\mathbf{r_2}-\mathbf{r_1})^2}{\lambda_{\mathrm{dB}}^2}\right]\right), \tag{3.3}$$

其中， g_α 由级数给出：

$$g_\alpha(x,y) = \sum_{k=1}^{\infty}\frac{x^k y^{1/k}}{k^\alpha}, \tag{3.4}$$

μ 是化学势， λ_{dB} 是由样品温度 T 决定的热德布罗意波长。当前实验中的光偶极阱可很好地近似为各向异性谐势：

$$V(\mathbf{r}) = \frac{m(\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2 + \omega_z^2 z^2)}{2}, \tag{3.5}$$

其中， m 是锶原子的质量， ω_x、 ω_y 和ω_z 是囚禁阱振荡频率。本文研究的里德伯分子的尺寸相较于囚禁阱的尺度较小，因此可以合理地假设 $V(\mathbf{r_1}) \approx V(\mathbf{r_2}) \approx V(\mathbf{r})$。在式（3.3）中使用式（3.5），即可数值计算 $G^{(1)}(\mathbf{r_1},\mathbf{r_2})$。

$G^{(2)}$（$\mathbf{r_1},\mathbf{r_2}$）和 $G^{(3)}$（$\mathbf{r_1},\mathbf{r_2},\mathbf{r_3}$）的表达式可写为

$$G^{(2)}(\mathbf{r_1},\mathbf{r_2}) = \langle \hat{\Psi}^\dagger(\mathbf{r_1})\hat{\Psi}^\dagger(\mathbf{r_2})\hat{\Psi}(\mathbf{r_2})\hat{\Psi}(\mathbf{r_1})\rangle\,, \tag{3.6}$$

$$G^{(3)}(\mathbf{r_1},\mathbf{r_2},\mathbf{r_3}) = \langle \hat{\Psi}^\dagger(\mathbf{r_1})\hat{\Psi}^\dagger(\mathbf{r_2})\hat{\Psi}^\dagger(\mathbf{r_3})\hat{\Psi}(\mathbf{r_3})\hat{\Psi}(\mathbf{r_2})\hat{\Psi}(\mathbf{r_1})\rangle\,, \tag{3.7}$$

其中，$\mathbf{r_1},\mathbf{r_2}$ 和$\mathbf{r_3}$ 表示各个粒子的位置矢量。对于理想气体，利用维克定理[20]，$G^{(3)}$，($\mathbf{r_1},\mathbf{r_2},\mathbf{r_3}$)可表示为单体密度矩阵[21]的形式：

$$\begin{aligned} G^{(3)}(\mathbf{r_1},\mathbf{r_2},\mathbf{r_3}) &= G^{(1)}(\mathbf{r_1},\mathbf{r_1})G^{(1)}(\mathbf{r_2},\mathbf{r_2})G^{(1)}(\mathbf{r_3},\mathbf{r_3}) \\ &\pm |G^{(1)}(\mathbf{r_1},\mathbf{r_2})|^2 G^{(1)}(\mathbf{r_3},\mathbf{r_3}) \\ &\pm |G^{(1)}(\mathbf{r_2},\mathbf{r_3})|^2 G^{(1)}(\mathbf{r_1},\mathbf{r_1}) \\ &\pm |G^{(1)}(\mathbf{r_3},\mathbf{r_1})|^2 G^{(1)}(\mathbf{r_2},\mathbf{r_2}) \\ &+ 2\mathrm{Re}\left\{(G^{(1)}(\mathbf{r_1},\mathbf{r_2})G^{(1)}(\mathbf{r_2},\mathbf{r_3})G^{(1)}(\mathbf{r_3},\mathbf{r_1})\right\}. \end{aligned} \tag{3.8}$$

$G^{(2)}(\mathbf{r_1},\mathbf{r_2})$的相应表达式为：

$$G^{(2)}(\mathbf{r_1},\mathbf{r_2}) = G^{(1)}(\mathbf{r_1},\mathbf{r_1})G^{(1)}(\mathbf{r_2},\mathbf{r_2}) \pm |G^{(1)}(\mathbf{r_1},\mathbf{r_2})|^2. \tag{3.9}$$

在上述表达式中， $+$ （-）号适用于处于相同内态的相同玻色子（费米子）。

考虑一个二聚体分子，其中位置矢量$\mathbf{r_1}$ 和 $\mathbf{r_2}$ 分别对应构成该二聚体中里德堡束缚基态原子对的原子，而 $\mathbf{r} = \mathbf{r_2} - \mathbf{r_1}$ 表示基态原子相对于核心离子的位置。$\mathbf{R} =$（$\mathbf{r_2} + \mathbf{r_1}$）/2 表示该原子对的质心（COM）位置。 $G^{(2)}$ 随后可用这些新变量表示。归一化并对囚禁阱取平均的对关联函数为

$$g^{(2)}(r) = \frac{\int d\mathbf{R}\, G^{(2)}(\mathbf{R},r)}{\int d\mathbf{R}\,\rho(\mathbf{R})^2}, \tag{3.10}$$

这里我们利用了这样一个事实：在二聚体探测的长度尺度r 上， $G^{(2)}$ 可近似视为与$\mathbf{r}$ 的取向无关，因为 R_n 远小于囚禁势的变化尺度。

当涉及三个粒子时，定义这类平均关联函数并不那么直接，里德伯三聚体就是这种情况。在基态里德伯三聚体中，两个基态原子都以相同的核间距 $r \approx R_n$ 束缚在核心离子周围。测得的 $G^{(3)}$ 取决于基态原子相对取向之间的夹角，该夹角在图1中定义为极角 θ ，但不取决于分子的绝对取向或方位角。对于此处所述实验，我们考虑相关的三体关联函数，该函数经过归一化、陷阱平均，并对 θ取平均，

$$g^{(3)}(r) = \frac{\int d\mathbf{R}\,\left\langle G^{(3)}(\mathbf{R},r,\theta)\right\rangle_\theta}{\int d\mathbf{R}\,\rho(\mathbf{R})^3}. \tag{3.11}$$

公式（3.10）和（3.11）可以进行数值计算，结果如图2(a)所示，对象是一个包含500 nK样品、逸度为0.99的囚禁阱。在 $g_\alpha(x,\ y)$的展开中保留了50项；即使逸度如此接近简并（即1），这对于公式（3.3）的收敛也已足够。如图2所示，对于囚禁阱中心，即$\mathbf{R}=0$，计算得到的 $\left\langle G^{(3)}(\mathbf{R}\ r,\ \theta)\right\rangle_\theta/\rho(\mathbf{R})^3$ 和 $G^{(2)}(\mathbf{R}\ r)/\rho(\mathbf{R})^2$ 与当前实验陷阱参数下的陷阱体积平均值并无显著偏差。

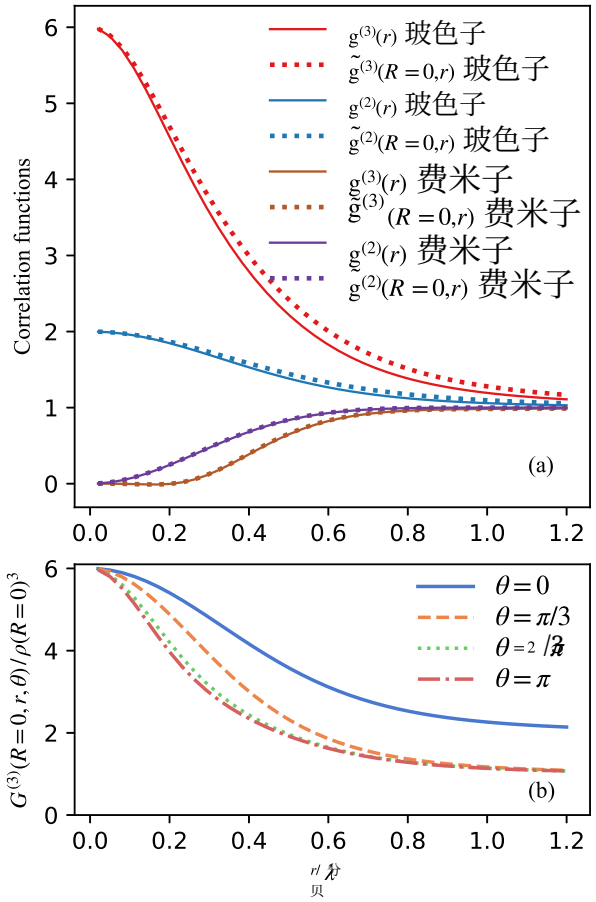


图2. (a) 在阱中心（R $=0$）数值计算得到的 $g^{(3)}(r)$、$g^{(2)}(r)$ 和 $\tilde{g}^{(3)}(\mathrm{R}\ r)\equiv\left\langle G^{(3)}(\mathrm{R}\ r,\theta)\right\rangle_\theta/\rho(\mathrm{R})^3$ 以及 $\tilde{g}^{(2)}(\mathrm{R}\ r)\equiv G^{(2)}(\mathrm{R}\ r)/\rho(\mathrm{R})^2$，对应玻色气体和费米气体。(b) 对于不同 θ 值下的理想玻色子气体，绘制 $G^{(3)}(\mathrm{R}\ r,\theta)/\rho(\mathrm{R})^3$ 在 R $=0$ 时随 r/λ_{dB} 变化的曲线。在 $\theta=0$时，玻色子中预期出现聚束（或费米子中出现反聚束）。特别是，当 r较大时，第三个原子与另外两个原子失去关联，而三体关联对 θ–的依赖关系体现了二体关联。

图2(b)展示了理想气体在里德伯三聚体对应坐标处取值时，$G^{(3)}(\mathbf{R}=0,r,\theta)/\rho(\mathbf{R}=0)^3$ 在 θ的代表性取值下的情况。值得注意的是，当 $\theta\longrightarrow 0$ 时，随着 r 增大，三体关联函数趋近于2，而这两个将成为与里德伯原子实束缚在一起的基态原子会彼此靠近。

4. 结果与讨论

将 [12], 的形式推广后，对于主量子数 n，测得的二聚体（$\mathcal{S}_n^{(2)}$）和三聚体（$\mathcal{S}_n^{(3)}$）超长程里德伯分子信号可视为光激发谱线的积分，其取决于若干实验参数，可近似表示为：

$$\begin{aligned}\mathcal{S}_n^{(2)} &\simeq \alpha I_1 I_2 \beta_n \mathcal{C}\mathcal{O}_n^{(2)} \int d^3\mathbf{R}\, G^{(2)}(\mathbf{R}, R_n) \\ &= \alpha I_1 I_2 \mathcal{N}^{(2)} \beta_n \mathcal{C}\mathcal{O}_n^{(2)} g^{(2)}(R_n).\end{aligned} \tag{4.1}$$

$$\begin{aligned}\mathcal{S}_n^{(3)} &\simeq \alpha I_1 I_2 \beta_n \mathcal{C}\mathcal{O}_n^{(3)} \int d^3\mathbf{R} \left\langle G^{(3)}(\mathbf{R}, R_n, \theta)\right\rangle_\theta \\ &= \alpha I_1 I_2 \mathcal{N}^{(3)} \beta_n \mathcal{C}\mathcal{O}_n^{(3)} g^{(3)}(R_n).\end{aligned} \tag{4.2}$$

MCP探测效率由 α 表征，且与同位素无关； I_1 和 I_2 是里德伯激发激光器的强度，由光电探测器监测。假设局域激发速率与 $G^{(p)}$成正比，并取适当的自变量及角度平均。该量与局域冷原子密度的 p次方成正比。对囚禁阱积分后得到非局域空间关联函数$g^{(p)}(R_n)$以及密度标度因子 $\mathcal{N}^{(p)}=\int d^3\mathbf{R}\ \rho(\mathbf{R})^p$。影响光激发率的其他因素包括约化双光子电子跃迁矩阵元的平方（记为 β_n，取决于主量子数 n）、耦合相关能级的（与n–无关的）克莱布施-戈登系数 $\mathcal{C}$，以及有效弗兰克-康登因子 $\mathcal{O}_n^{(p)}$。后者由初始散射波函数与分子束缚态的重叠给出，二聚体和三聚体的该因子不同，且也取决于 n[12]。考虑这些因素后，激发速率中剩余的任何变化都可归因于$g^{(p)}(R_n)$的变化。

通过测量非极化 ^{87}Sr样品中的分子激发率，实验确定了三聚体和二聚体产物 $\beta_n\mathcal{O}_n^{(p)}$对 n的依赖性（见图3）。^{87}Sr具有十个简并基态，非极化样品可近似视为经典气体。辅助计算表明，残余的二体和三体关联确实很小，即$g^{(p)}{}_{\mathrm{unpol}}(R)\approx 0.9-1$，因此在计算 $\beta_n\mathcal{O}_n^{(p)}$对 n的依赖性时忽略了它们的影响。对于非极化 ^{87}Sr，除 β_n 和 $\mathcal{O}_n^{(3)}$之外，方程4.2中所有影响三聚体产生率的因素都可以测量并纳入计算，因此，在三聚体产生率中观察到的任何n–依赖性都必然与产物 $\beta_n\mathcal{O}_n^{(3)}$有关。在早期对基态二聚体产生的测量中，观察到产物 $\beta_n\mathcal{O}_n^{(2)}$按 $(n-\delta)^{3.5(3)}$[12]标度，

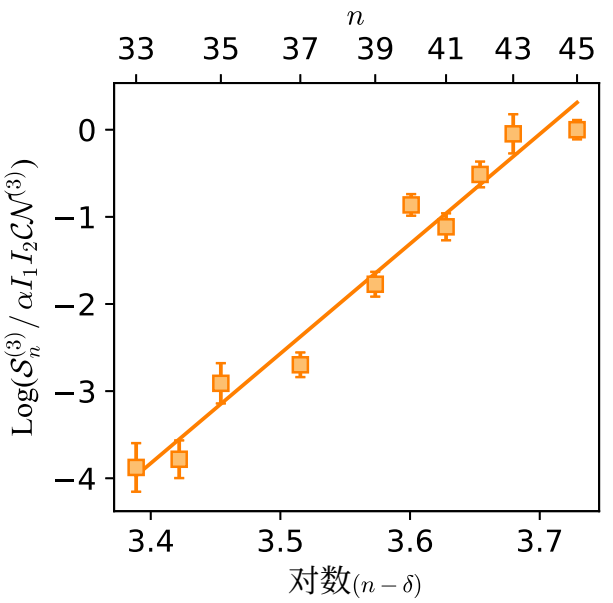


图 3. 非极化 nSr 费米气体中三聚体基态生成率（$\mathcal{S}_n^{(3)}/\alpha I_1 I_2 \mathcal{CN}^{(3)}$）随 n 的归一化依赖关系。测得的三聚体信号与指数为 12.3 ± 0.8 的幂律拟合良好，这给出了三聚体激发产物 $\beta_n \mathcal{O}_n^{(3)}$ 的标度。^{87}Sr 非极化样品中残余三体关联的影响很小（$g^{(3)}_{\text{非极化}}(r) \approx 1$），因此在确定归一化三聚体激发率时予以忽略。

这一结果在本研究中得到了证实。如图3所示，三聚体形成的测量结果显示，产物 $\beta_n \mathcal{O}_n^{(3)}$对 n–具有强得多的依赖性，其按（$n-\delta$）$^{12.3(8)}$标度。

图 4(a-h) 展示了使用 ^{84}Sr 和自旋极化 ^{87}Sr 记录的二聚体和三聚体激发光谱对 $n-$ 的依赖关系。在每组测量中，结果均根据激光强度、基态原子密度以及产物 $\beta_n \mathcal{O}_n^{(p)}$中的 $n-$ 依赖关系进行了归一化。因此，测得信号水平的任何变化都必然与关联函数 $g^{(2)}(R_n)$ 或 $g^{(3)}(R_n)$ 的变化有关。

对于 ^{84}Sr，归一化的三聚体光激发率随着 n减小而急剧增加，表明 $g^{(3)}(r)$ 也有类似的增加。这是因为，随着 n 减小，分子形成会探测越来越短长度尺度上的关联；对于当前样品温度，这些长度尺度会变得小于原子的德布罗意波长。在这一状态下，玻色子中的聚束会导致空间关联增强。如图 4 所示， ^{84}Sr 的二聚体生成率也会随着n 减小而增加，但这种增幅远不如三聚体明显，凸显出三聚体形成对空间关联效应的敏感程度高得多。相比之下，自旋极化 ^{87}Sr 中的三聚体激发率由于反聚束（即泡利不相容原理）的作用，会随着 n 减小而显著降低。这种下降比二聚体生成中观察到的更为显著，进一步表明三聚体生成对空间关联更为敏感。

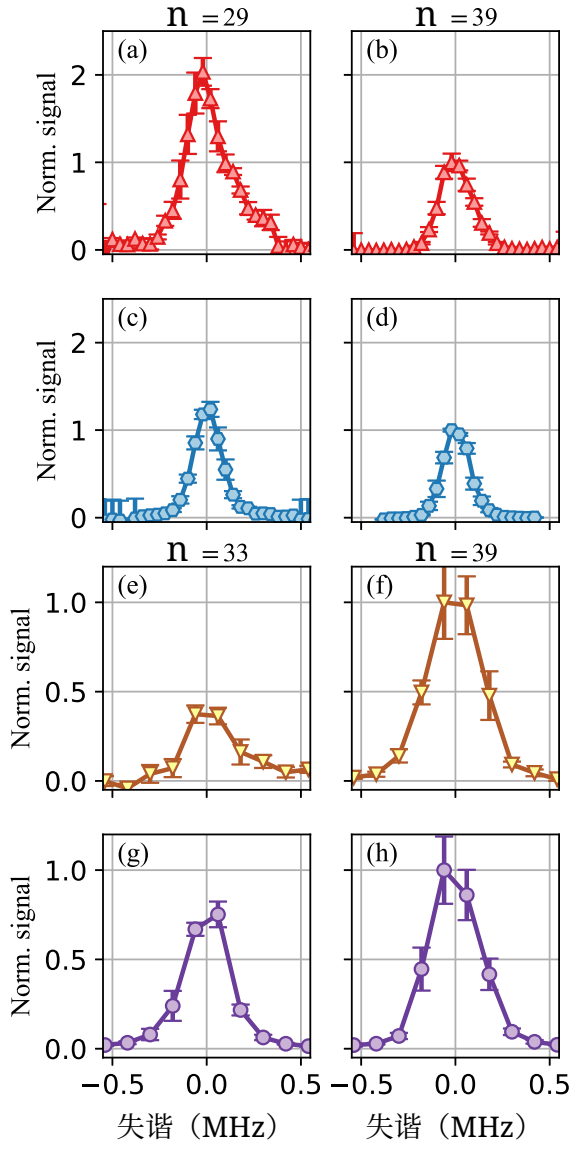


图4. 冷锶气体中基态二聚体和三聚体分子的光激发光谱，表示为激光相对于二聚体或三聚体谱线中心的失谐的函数。每组数据均按激光强度、原子密度以及乘积 $\beta_n \mathcal{O}_n^{(p)}$（见正文）进行归一化。玻色 ^{84}Sr 的三聚体光激发率显示于 (a,b) 中，自旋极化 ^{87}Sr 的三聚体光激发率显示于 (e, f) 中。注意，与费米子中的抑制相比，对于玻色子，随着 n 减小，信号显著增强。作为比较，在 (c, d) 和 (g, h) 中绘出了相同气体中的二聚体形成测量结果，其变化趋势相似但较弱。 n=39 处二聚体和三聚体生成的数据均归一化至相同的峰值高度。注意上下两组数据的纵轴刻度发生了变化。

图5展示了本文的主要发现。

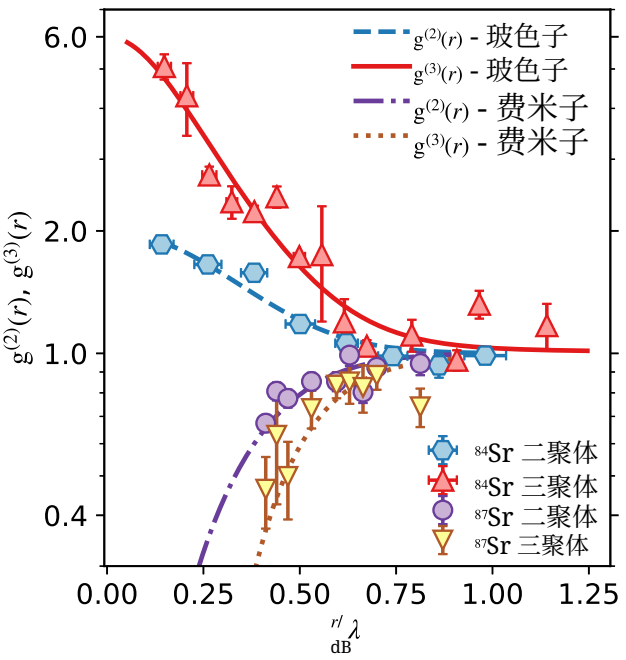


图5. 超冷玻色（^{84}Sr）和自旋极化费米（^{87}Sr）原子气体中 $g^{(3)}(r)$ 和$g^{(2)}(r)$ 的测量值与计算值。每组实验测量数据均通过单一振幅缩放因子拟合相应的理论预测，分子尺寸则以原子热德布罗意波长为单位进行缩放。误差棒表示多次测量的均值标准误，或因样品温度的不确定性导致的 r/λ_{dB} 不确定度。

在不同温度下，记录了多个量子数 $29 \leq n \leq 45$ 对应的二聚体和三聚体基态光激发谱。对于每条光谱，通过拟合 Voigt线型得到总积分分子信号（$\mathcal{S}_n^{(p)}$）。信号经 $\alpha I_1 I_2 \mathcal{C} \mathcal{N}^{(p)} \beta_n \mathcal{O}_n^{(p)}$ 归一化，以消除除 $g^{(3)}(r)$ 或 $g^{(2)}(r)$ 之外的所有依赖关系。 [方程（4.1）—（4.2）], 其中 $r = R_n$ 是取为 ULRM 的尺寸。为便于直接比较在不同样品温度下进行的测量，长度以原子热德布罗意波长 λ_{dB} 为单位进行缩放。每组实验数据均拟合一个振幅缩放参数，用于归一化数据，使其与根据式（3.10）和（3.11）计算得到的相应理论曲线相匹配。（费米子二聚体数据取自 [12]）。

如图5所示，实验观测结果与理论预测吻合良好。对于玻色气体，当 r/λ_{dB}取较小值时，$g^{(2)}(r)$趋近于2，这与早期工作 [12]一致。在$g^{(3)}(r)$中观测到了理论预测的3!倍增长。相比之下，对于费米气体，当 r/λ_{dB}取较小值时，分子形成受到强烈抑制，而对于三聚体，这种抑制更加明显。关联在 λ_{dB} 的长度尺度上衰减至1，符合预期。

5. 结论

我们证明了，对基态三聚体超长程里德堡分子形成的测量能够灵敏地探测超冷气体中的三体非局域空间关联，并利用这一探测手段分别观测到了不可分辨玻色子和费米子热气体中的聚束与反聚束。通过观测四聚体及更高阶 p-聚体 [22], 的形成，还可以探测更高阶关联，从而有望全面表征多体量子系统中的关联。该技术应当也适用于相互作用会影响粒子关联的系统，例如强相互作用一维气体。

6. 致谢

本研究得到美国空军科学研究办公室资助（资助编号：FA9550-14-1-0007）、美国国家科学基金会资助（资助编号：1600059），以及奥地利科学基金资助（资助编号：FWF SFB-SFB041 ViCom 和 FWF 博士学院 W 1243）。

[1] E. A. Burt、R. W. Ghrist、C. J. Myatt、M. J. Holland、E. A. Cornell 和 C. E. Wieman, 《物理评论快报》**79**，337（1997）。[2] C. Carcy、H. Cayla、A. Tenart、A. Aspect、M. Mancini 和 D. Cl´ement, 《物理评论X》**9**，041028（2019）。[3] A. Browaeys 和 T. Lahaye, 《自然·物理》**16**，132（2020）。[4] G. Semeghini、H. Levine、A. Keesling、S. Ebadi、T. T. Wang、D. Bluvstein、R. Verresen、H. Pichler、M. Kali- nowski、R. Samajdar、A. Omran、S. Sachdev、A. Vish- wanath、M. Greiner、V. Vuleti´c 和 M. D. Lukin, 《科学》**374**，1242（2021）。[5] A. Mazurenko、C. S. Chiu、G. Ji、M. F. Parsons、M. Kan´asz-Nagy、R. Schmidt、F. Grusdt、E. Demler、D. Greif 和 M. Greiner, 《自然》**545**，462（2017年）。

[6] R. A. Hart、P. M. Duarte、T.-L. Yang、X. Liu、T. Paiva、E. Khatami、R. T. Scalettar、N. Trivedi、D. A. Huse 和 R. G. Hulet, 《自然》**519**，211（2015年）。[7] R. J. Fletcher、R. Lopes、J. Man、N. Navon、R. P. Smith、M. W. Zwierlein 和 Z. Hadzibabic, 《科学》**355**，377（2017年）。[8] B. L. Tolra、K. M. O'Hara、J. H. Huckans、W. D. Phillips、S. L. Rolston 和 J. V. Porto, 《物理评论快报》**92**，190401（2004年）。[9] T. Kinoshita、T. Wenger 和 D. S. Weiss, 《物理评论快报》**95**，190406（2005年）。[10] E. Haller、M. Rabie、M. J. Mark、J. G. Danzl、R. Hart、K. Lauber、G. Pupillo 和 H.-C. N¨agerl, 《物理评论快报》**107**，230404（2011年）。

[11] W. S. Bakr、J. I. Gillen、A. Peng、S. F¨olling 和 M. Greiner，《自然》**462**，74（2009年）。[12] J. D. Whalen、S. K. Kanungo、R. Ding、M. Wagner、R. Schmidt、H. R. Sadeghpour、S. Yoshida、J. Burgd¨orfer、F. B. Dunning 和 T. C. Killian，《物理评论 A》**100**，011402（2019年）。[13] C. H. Greene、A. S. Dickinson 和 H. R. Sadeghpour，《物理评论快报》**85**，2458（2000年）。[14] V. Bendkowsky、B. Butscher、J. Nipper、J. P. Shaffer、R. L¨ow 和 T. Pfau，《自然》**458**，1005（2009年）。[15] S. Stellmer、F. Schreck 和 T. C. Killian，载于 *Annual Re-view of Cold Atoms and Molecules*，《冷原子与分子年度评论》，第 2 卷（2013年），第 1–80 页。[16] Y. N. M. de Escobar、P. G. Mickelson、M. Yan、B. J. DeSalvo、S. B. Nagel 和 T. C. Killian，《物理评论快报》。**103**，200402（2009年）。[17] K. M. O'Hara、M. E. Gehm、S. R. Granade 和 J. E. Thomas，《物理评论 A》**64**，051403（2001年）。[18] T. F. Gallagher，《剑桥原子、分子与化学物理专著丛书》（剑桥，1994年）。[19] M. Naraschewski 和 R. J. Glauber，《物理评论 A》**59**，4595 1999（）。[20] G. C. Wick，《物理评论》**80**，268（1950年）。[21] S. S. Hodgman、R. G. Dall、A. G. Manning、K. G. H. Baldwin 和 A. G. Truscott，《科学》**331**，1046（2011年）。[22] F. Camargo、R. Schmidt、J. D. Whalen、R. Ding、G. Woehl、S. Yoshida、J. Burgd¨orfer、F. B. Dunning、H. R. Sadeghpour、E. Demler 和 T. C. Killian，《物理评论快报》**120**，083401（2018年）。