arXiv:2601.06319v1 [physics.atom-ph] 9 Jan 2026

$^{86}Sr_2$ 晕分子的制备与精密光谱学

B. Iritani ,[1] J. Huang ,[1] W. Xu ,[1] G. Sim ,[1] P. Moszynski ,[2] 和 T. Zelevinsky [1,*]哥伦比亚大学物理系，美国纽约州纽约市西 120 街 538 号，邮编 NY 10027-5255[2]华沙大学量子化学实验室、化学系，波兰华沙 Pasteura 1 号，邮编 02-093（日期：2026 年 1 月 13 日）

我们报告了在晕态及其邻近弱束缚态中制备 $^{86}Sr_2$ 分子的研究。通过单光子光缔合高效制备分子，依赖于电子激发态势能和基态势能中目标振动态之间具有足够的波函数重叠。我们利用奥特勒–汤斯光谱测量跃迁强度，以确定制备弱束缚分子的最佳路径。我们测量了束缚最弱的三个振动态之间的振动间隔，并评估了主要系统误差，将不确定度控制在 100 Hz 以下。根据这些振动间隔，我们确定了这些弱束缚振动态的绝对束缚能。研究结果为Sr_2分子的同位素位移测量铺平了道路。

冷双原子分子的转动-振动结构在精密测量、量子模拟和量子计算方面比原子具有独特优势 [1–6]。特别是，Sr_2 等同核碱土金属双原子分子具有狭窄的光学跃迁和振动跃迁，且不易受外场影响，因此非常适合用于计量学和基础物理检验 [1, 7, 8]。

广义相对论与标准模型表面上的不相容，是现代物理学最突出的问题之一。试图调和二者，可能会预言一种新的、依赖于质量的非牛顿“第五种力” [9–16]。Sr_2, 的振动能级取决于组成原子之间的相互作用，因此可作为高分辨率的纳米尺度力传感器。将这些振动能级的精密实验测量结果与纳入所有已知原子间相互作用的量子化学计算结果进行比较，可以约束这些第五种力 [8]。与其测量完整分子势的绝对束缚能，不如测量同位素位移，这样可以将理论输入缩减为同位素依赖项。Sr_2 的分子结构适于量子化学计算，且其稳定同位素丰度较高，因此是测量分子振动同位素位移、约束这些新相互作用的理想候选对象。 $^{86}Sr_2$ 因存在弱束缚的“晕态”而备受关注，该态具有极大的空间延展范围 [17, 18]。此前，研究人员利用原子的光缔合光谱测量了 $^{86}Sr_2$ 晕态的束缚能，旨在量化原子散射长度，并通过光学操控原子间相互作用来探索 Efimov物理 [18–27]。

此前，我们测量了一个跨越基态势能面至 4.
6×10^{-14} [1] 的 a$^{88}Sr_2$ 振动跃迁的系统不确定度。除了可作为太赫兹频率范围内具有竞争力的次级频率标准[28], 外，这项测量还展示了搜索新力时可实现的精度与准确度。结合量子化学理论，这一精度水平有望通过测量 0.1–1 nm 范围内依赖质量的汤川力的同位素位移，对其施加具有竞争力的实验室约束——测量 $^{86}Sr_2$ 与 $^{88}Sr_2$ [8] 之间振动能级的同位素位移。未来，可利用此前已观测到的 $^{84}Sr_2$ 分子来进一步完善分析 [29, 30]。

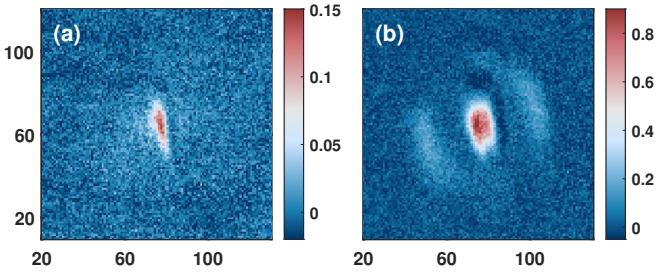

图 1. 通过光解离及随后对产生的原子碎片进行吸收成像，观测 $^{86}Sr_2$ 分子样品。图像是在略微偏离光学晶格轴线的位置拍摄的。水平轴沿重力方向，两轴的单位均为 μm。色标表示任意单位的光学密度。(a) 晕态，$v = -1$。只有总角动量 $J = 0$ 的态是束缚态。(b) $v = -2$分子，其中 $J = 0$的分子在中心解离，而 $J = 2$ 的分子获得更高的动能并形成外围环；玻色量子统计禁止 J 取奇数值。

在此，我们通过光谱学研究了利用单光子光缔合（PA）制备弱束缚 $^{86}Sr_2$ 二聚体的潜在途径。我们利用光缔合奥特勒-汤斯光谱学，测量基态和最低激发态势能中成对弱束缚态之间的跃迁强度。此外，我们制备了处于阈值振动态1的稳定晕分子样品（图$v = -1$ ，且不施加外场。我们测量了与相邻弱束缚态之间的振动能级间隔，并确定了主要的系统不确定度，以及晶格和探测光引起的斯塔克频移，达到 <100 Hz的不确定度。利用此前测得的晕态 [18], 的束缚能，我们报告了弱束缚振动态$v = -2$ 和$v = -3$的绝对束缚能。本研究将为

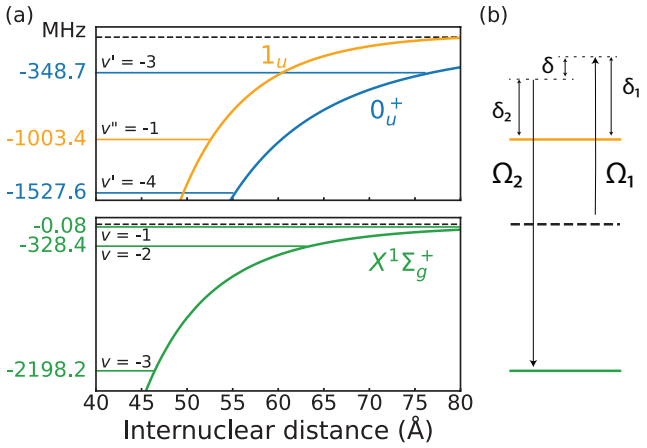

图 2。（a）基态电子势 $X^1\Sigma_g^+$ 渐近于 $^1S_0+^1S_0$ 原子阈值，而激发态势 1_u 和 0_u^+ 渐近于 $^1S_0+^3P_1$ 互组合阈值。图中显示了弱束缚振动态（分别标记为三个势的 v、v′ 和 v″）。（b）光缔合 Autler-Townes 光谱的拉比频率（Ω_1, Ω_2）和失谐（$\delta_1, \delta_2, \delta$）方案。

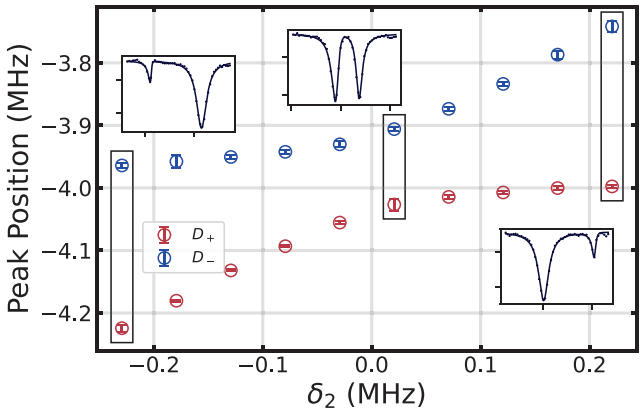

图 3. $1_u(-1)$ 与 X(−3) 两个态对的 Autler-Townes 双峰峰位。插图中展示了扫描示例。

高精度从头算量子化学计算提供依据，以研究玻色性 Sr_2，的基态势能；计算中纳入了相对论效应和量子电动力学（QED）效应，这些效应在键长较大时应尤为显著。研究结果也为测量 $^{86}Sr_2$ 与 $^{88}Sr_2$ 之间的同位素位移铺平道路，从而约束非牛顿引力或与质量相关的第五种力。

超冷 ^{86}Sr 样品通过两级磁光阱（MOT）冷却并捕获来自塞曼减速束的原子制备而成，所用跃迁为宽线宽的 $^1S_0$-$^1P_1$ 跃迁和窄线宽的 $^1S_0$-$^3P_1$ 互组合线。随后，将原子转移到 914 nm 一维光晶格中。施加光谱脉冲（或如图 1 所示的光解离脉冲）后，对剩余原子进行吸收成像，所用跃迁为 $^1S_0$-$^1P_1$ 跃迁。窄线宽 MOT 激光通过 Pound-Drever-Hall 方案锁定到高精细度腔，并作为光缔合光谱激光器进行相位锁定的参考 [1, 31]。

我们的 PA 方法通过单光子激发，将基态原子激发到 0_u^+ 或 1_u 势能曲线中、靠近 $^1S_0$-$^3P_1$ 原子阈值的弱束缚振动态（图 2（a））。随后，分子衰变到基态电子势能曲线 $X^1\Sigma_g^+$ 的若干弱束缚态中。衰变的分支比由相对跃迁强度决定。近阈值跃迁强度与振动波函数重叠成正比，也就是弗兰克-康登因子。接近 1 的弗兰克-康登因子可确保高效地产生处于基态单一振动态 v 的分子[31]。

为测量跃迁强度，我们采用光缔合 Autler-Townes 光谱。在这一双光子过程中，泵浦激光（拉比频率 Ω_1）将自由原子耦合至激发中间态，而反斯托克斯激光（拉比频率Ω_2）将中间态连接至目标态。反斯托克斯激光保持在固定频率，而扫描泵浦激光，以显现光缔合峰特征性的 Autler-Townes 分裂。失谐配置如图 2(b) 所示。每次测量中，我们拟合形式为 [32, 33]

$$N(\delta_1,\delta_2,t) = N_0 \exp\left[-2\pi t \frac{\Gamma |\Omega_1|^2}{\Gamma^2 + 4\delta_1^2} \times \left(1 - |\Omega_2|^2 \frac{|\Omega_2|^2 - 8(\delta_1-\delta_2)\delta_1 + \Gamma_{\text{eff}}\Gamma\left(1 - 4\delta_1^2/\Gamma^2\right)}{|\Omega_2|^2 + |(\Gamma + 2i\delta_1)(\Gamma_{\text{eff}} + 2i(\delta_1-\delta_2))|^2} \right) \right] \quad (1)$$

其中，δ_1 和 δ_2 分别是泵浦激光和反斯托克斯激光的失谐，t 为探测时间。δ_2 分别是泵浦光束和反斯托克斯光束的失谐。Ω_1 和 Ω_2 分别是对应的拉比频率。Γ 是激发态线宽，主要由功率展宽导致；Γ_{eff} 是退相干率，表示泵浦激光和反斯托克斯激光之间的相对线宽。Γ_{eff} 是一个自由参数，通过对每次扫描进行拟合得到，其平均值为 14(4) kHz。

如果只有泵浦激光开启，也就是说，驱动单光子自由态到束缚态跃迁，那么我们可以令 $\Omega_2 = \delta_2 = \Gamma_{\text{eff}} = 0$，此时公式（1）变为

$$N = N_0 \exp\left(\frac{-2\pi t |\Omega_1|^2 \Gamma}{\Gamma^2 + 4\delta_1^2} \right). \quad (2)$$

对于每个激发态，t 固定不变，并扫描 δ_1 以确定共振位置。接下来，让激光保持共振，同时改变 t，此时公式（2）变为 $N = N_0 \exp(-2\pi t \Omega_1/\Gamma)$。通过拟合这些衰减曲线，可以得到参数 Ω_1 和 Γ。最后，同时开启两台激光，得到一系列奥特勒-汤斯光谱，如图 3的插图所示。

通过将谱线拟合到公式（1），我们可以直接确定Ω_2，从而得到相对反斯托克斯跃迁

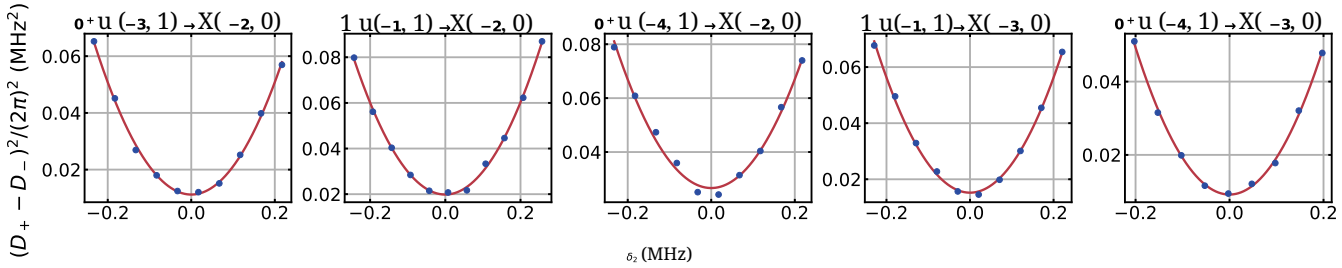

图 4。所有 Autler-Townes 双峰间距抛物线。抛物线的极小值与相对跃迁强度成正比。括号中的量子数对应于 (v, J)。

强度。或者，高频和低频 Autler-Townes 峰之间的分裂取决于 δ_2，其关系为

$$(D_+ - D_-)^2 = \delta_2^2 + |\Omega_2|^2 . \tag{3}$$

因此，在保持激光束强度不变的情况下测量该抛物线的极小值，即可得到 $|\Omega_2|^2$ 以及相对跃迁强度。测量多对振动态的抛物线，即可直接比较跃迁强度。所有 5 对具有显著跃迁强度的已测振动态的结果如图 4 和表I所示。所列跃迁强度均归一化为测得的最大值。

接下来，我们开始制备和探测分子。根据图 4 所总结的跃迁强度测量结果，我们通过光缔合将基态原子制备到 $0_u^+(-4, 1)$ 态，并使其衰变到 X(−2, 0) 态。随后，可选择施加一个双光子拉曼 π脉冲，经由 $0_u^+(-2, 1)$ (−44.1 MHz) 态，将分子转移到晕态 v =−1，并观察到共振信号，表现为 v = −2的损失。在每个序列结束时，首先将剩余的 v = −2 分子光解离到 $^1S_0 + {}^3P_1$ 阈值，随后对原子进行吸收成像，从而探测这些分子。我们还可以直接将晕态光解离到 $^1S_0 + {}^3P_1$ 阈值（图 1(a)）。尝试通过单光子光缔合直接制备 v = −1 晕态时，得到的晕分子样品数量较少。v = −2 和 v = −1 晕分子样品的 1/e 寿命测得为 ~ 50 ms，其限制因素是双体碰撞损失。

为了表征分子势的超长程部分，我们测量了束缚最弱的 3 个振动态之间的能量分裂。具体做法是对受困的分子样品进行双光子拉曼光谱测量，

$^1S_0 + {}^3P_1$ 能级	$^1S_0 + {}^1S_0$ 能级 v = −2	v = −3
$0_u^+(-3, 1)$	0.42(2)	-
$1_u(-1, 1)$	0.74(2)	0.57(2)
$0_u^+(-4, 1)$	1.00(4)	0.34(2)

表 I. 光缔合路径测得的相对跃迁强度汇总。数值以最强跃迁为基准归一化。

利用 0_u^+ 势中的弱束缚态作为中间态。典型线形如图5所示。对于每条曲线，反斯托克斯激光频率保持固定，并扫描泵浦激光，使其扫过共振。共同失谐远大于 0_u^+中的任何残余塞曼分裂。振动分裂是拉曼激光频率之差。两台拉曼激光均与 689 nm 窄线宽 MOT 激光锁相；后者通过 PDH 锁定到高精细度腔，且两者的频率偏移量不同。两台激光各自采用双程声光调制器（AOM），由此在拉曼激光频率之间引入额外的频率偏移。用于设置频率偏移和驱动 AOM 的射频频率由直接数字合成器产生；这些合成器以商用铷频率标准为参考，而该标准由 GPS 信号校准。

通过拟合洛伦兹线形（图 $v = -2 \to v = -1$ 跃迁，得到共振位置。对于 5(a)）。$v = -2 \to v = -3$ 跃迁的光谱则采用拉比线形进行拟合，这是由于激光诱导的功率展宽（图 5(b)），

$$N = \frac{|\Omega|^2}{|\Omega|^2 + \delta^2} \sin^2\left(\frac{\sqrt{|\Omega|^2 + \delta^2}}{2} t\right), \tag{4}$$

其中 Ω 和 δ 分别为总拉比频率和失谐。

迄今为止，主要的系统效应是探测激光和晶格激光引起的斯塔克频移。我们将这些系统效应评估至不确定度为 <100 Hz。对于两种跃迁以及每种

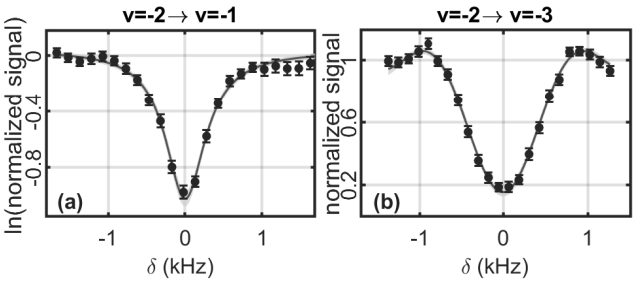

图 5. 在工作强度下，(a) v = −2 → v = −1 和 (b) v = −2 → v = −3 的弱束缚态之间拉曼跃迁的光谱。(a) 中的黑点表示归一化信号的自然对数，(b) 中的黑点表示归一化信号，二者均随 δ 变化。拟合曲线分别具有 (a) 洛伦兹线形和 (b) 拉比线形。误差棒表示均值标准误。

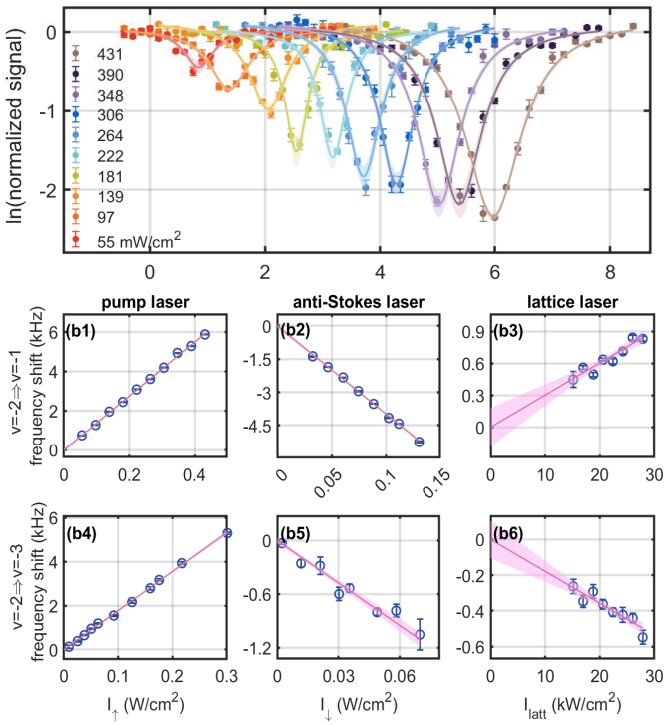

图6。（a）双光子拉曼跃迁的样本谱显示出探测光频移。数据点表示10种不同上跃迁探测激光强度下的数据。误差棒为基于5次试验得到的统计标准误差。曲线表示探测到的原子数自然对数的洛伦兹拟合。下方各图：$v = -2 \to v = -1$（b，上排）和 $v = -2 \to v = -3$（b，下排）中，探测激光和光晶格激光引起的频移随光强的变化。（b1、b4）泵浦激光引起的光移；（b2、b5）反斯托克斯激光引起的光移；（b3、b6）晶格激光引起的光移。

贡献系统效应中的每一种，都会在若干激光强度下测量峰值位置；可测强度范围受可用激光功率限制（图 6）。每个测量点进行五次试验，并根据强度进行加权线性拟合。随后将频移外推至零强度。系统修正及其不确定度列于表 II。

考虑到系统偏移，我们报告了振动能级分裂。我们测得 $v = -2 \to v = -1$ 振动分裂为 328.394 288 (78) MHz，$v = -2 \to v = -3$ 分裂为 1869.681 045 (47) MHz。$v = -1$ 晕态的绝对束缚能为

斯塔克频移（Hz）	$v = -2 \to v = -1$	$v = -2 \to v = -3$
Pump	1820(50)	742(32)
反斯托克斯	−1855(46)	−147(25)
晶格	567(37)	−335(23)
总计	532(77)	259(47)

表 II. $v = -2 \to v = -1$ 和 $v = -2 \to v = -3$ 振动分裂测量中主要的系统偏移（由探测激光和光晶格激光引起的光移）。

振动态	束缚能（kHz）
$v = -1$	−83.00(7)(20) [18]
$v = -2$	-328,477.288(226)
$v = -3$	-2,198,158.333(231)

表 III. 利用测得的振动能级分裂以及此前通过光缔合光谱确定的晕态束缚能 [18]，计算得到的 $X^1\Sigma_g^+$ 势能曲线中 $^{86}Sr_2$，弱束缚态的结合能。

此前通过光缔合光谱测得为−83。00(7)(20)kHz [18]。因此，我们可以报告弱束缚态 $v = -2$ 和 $v = -3$（表III）。

非极性双原子分子为量子化学、计量学和基础物理学精密检验提供了很有前景的途径 [1，8，34–36]。$^{86}Sr_2$ 分子尤其引人关注，因为它们具有一种弱束缚晕态，即使不施加磁场，其空间延展范围也异常大，并且能够为原子与分子物理提供独特见解，例如束缚系统中的长程量子电动力学。在本研究中，我们在囚禁的 ^{86}Sr云团中通过双光子奥特勒-汤斯光谱测量一系列跃迁强度，确定了制备弱束缚 $^{86}Sr_2$ 分子的有利途径。随后，我们制备了处于晕态及两个相邻束缚态的稳定 $^{86}Sr_2$ 分子样品。这是开展分子振动同位素位移测量、检验分子系统中的相对论效应，以及在实验室搜寻0.1–1 nm范围内新型类引力的关键起点 [8]。利用新制备的分子样品，我们测量了束缚最弱的三个态的振动能级分裂，不确定度为 < 100 Hz；评估时考虑了由有限囚禁强度和探测激光强度引起的主要系统不确定度。这些结果为表征晕态和从头算量子化学计算提供了关键输入。

感谢 D. Mitra、M. Borkowski 和 A. Wozniak 提供有益的讨论，并感谢 J. Dai 和 B. C. Riley 提供实验协助。我们感谢美国国家科学基金会（NSF）项目 PHY-2409389、布朗科学基金会和朱氏家族基金会提供的经费支持。

* tanya.zelevinsky@columbia.edu

[1] K. H. Leung、B. Iritani、E. Tiberi、I. Majewska、M. Borkowski、R. Moszynski 和 T. Zelevinsky，系统不确定度达到 10^{-14} 水平的太赫兹振动分子钟，《物理评论X》**13**，011047（2023）。[2] ACME合作组，对电子电偶极矩的限制有所改进，Nature **562**，355（2018）。[3] T. S. Roussy、L. Caldwell、T. Wright、W. B. Cairncross、Y. Shagam、K. B. Ng、N. Schlossberger、S. Y. Park、A. Wang、J. Ye 和 E. A. Cornell，对电子

电偶极矩，《科学》381，46（2023）。[4] A. N. Carroll、H. Hirzler、C. Miller、D. Wellnitz、S. R. Muleady、J. Lin、K. P. Zamarski、R. R. W. Wang、J. L. Bohn、A. M. Rey 和 J. Ye，《利用可调偶极相互作用观测广义 t-J 自旋动力学》，《科学》388，381（2025）。[5] Y. Bao、S. S. Yu、J. You、L. Anderegg、E. Chae、W. Ketterle、K.-K. Ni 和 J. M. Doyle，《在光镊阵列中将分子拉曼边带冷却至三维运动基态》，《物理评论X》14，031002（2024）。[6] D. DeMille、N. R. Hutzler、A. M. Rey 和 T. Zelevinsky，《分子用于基础物理学的量子传感与计量学》，《自然·物理》20，741（2024）。[7] S. S. Kondov、C.-H. Lee、K. H. Leung、C. Liedl、I. Majewska、R. Moszynski 和 T. Zelevinsky，《具有长振动相干性的分子晶格钟》，《自然·物理》15，1118（2019）。[8] E. Tiberi、M. Borkowski、B. Iritani、R. Moszynski 和 T. Zelevinsky，《通过分子晶格钟中的同位素位移寻找新的基础相互作用》，《物理评论研究》6，033013（2024）。[9] P. Fayet，《新相互作用与标准模型》，Classical Quant. Grav. 13，A19（1996）。[10] E. G. Adelberger、B. R. Heckel 和 A. E. Nelson，《引力平方反比定律的检验》，Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 53，77（2003）。[11] E. G. Adelberger、J. H. Gundlach、B. R. Heckel、S. Hoedl 和 S. Schlamminger，《扭秤实验：粒子物理学的低能前沿》，Prog. Part. Nucl. Phys. 62，102（2009）。[12] R. D. Newman、E. C. Berg 和 P. E. Boynton，《短程引力平方反比定律的检验》，Space Sci. Rev. 148，175（2009）。[13] S. Knapen、T. Lin 和 K. M. Zurek，《轻暗物质：模型与约束》，Phys. Rev. D 96，115021（2017）。[14] Y. Kamiya、K. Itagaki、M. Tani、G. N. Kim 和 S. Komamiya，《纳米尺度新型类引力的约束》，Phys. Rev. Lett. 114，161101（2015）。[15] V. V. Nesvizhevsky、G. Pignol 和 K. V. Protasov，《中子散射与超短程相互作用》，Phys. Rev. D 77，034020（2008）。[16] B. Heacock、T. Fujiie、R. W. Haun、A. Henins、K. Hirota、T. Hosobata、M. G. Huber、M. Kitaguchi、D. A. Pushin、H. Shimizu、M. Takeda、R. Valdillez、Y. Yamagata 和 A. R. Young，《Pendellösung 干涉测量探测中子电荷半径、晶格动力学和第五种力》，《科学》373，1239（2021）。[17] A. S. Jensen、K. Riisager、D. V. Fedorov 和 E. Garrido，《量子晕的结构与反应》，Reviews of Modern Physics 76，215（2004）。[18] J. A. Aman、J. C. Hill、R. Ding、K. R. A. Hazzard、T. C. Killian 和 W. Y. Kon，《Sr 86 晕分子的光缔合光谱》，Physical Review A 98，053441（2018）。[19] P. G. Mickelson、Y. N. Martinez、A. D. Saenz、S. B. Nagel、Y. C. Chen、T. C. Killian、P. Pellegrini 和 R. Côté，《Sr 86 和 Sr 88 的 s 波散射长度的光谱测定》，Phys. Rev. Lett. 95，223002（2005）。[20] W. Y. Kon, J. A. Aman, J. C. Hill, T. C. Killian, and K. R. A. Hazzard，《弱束缚分子态的高强度双频光缔合光谱：理论与实验》，Physical Review A 100, 013408 (2019). [21] M. Borkowski, P. Morzy´nski, R. Ciuryło, P. S. Julienne, M. Yan, B. J. DeSalvo, and T. C. Killian，《超冷锶原子光缔合光谱中的质量标度与非绝热效应》，Physical Review A 90, 032713 (2014). [22] K. M. Jones, E. Tiesinga, P. D. Lett, and P. S. Julienne，《超冷光缔合光谱：长程分子与原子散射》，Reviews of Modern Physics 78, 483 (2006). [23] V. Efimov，《三体系统中共振二体力产生的能级》，Phys. Lett. B 33, 563 (1970). [24] V. Efimov，《三个共振相互作用粒子的能级》，Nucl. Phys. A 210, 157 (1973). [25] P. Naidon and S. Endo，《Efimov物理：综述》，Rep. Prog. Phys. 80, 056001 (2017). [26] T. Kraemer, M. Mark, P. Waldburger, J. G. Danzl, C. Chin, B. Engeser, A. D. Lange, K. Pilch, A. Jaakkola, H.-C. Nägerl, and R. Grimm，《铯原子超冷气体中Efimov量子态的证据》，Nature 440, 315 (2006). [27] S. Knoop, F. Ferlaino, M. Berninger, M. Mark, H.-C. Nägerl, and R. Grimm，《原子与弱束缚二聚体超冷混合物中Efimov共振的观测》，J. Phys. Conf. Ser. 194, 012064 (2009). [28] F. Riehle, P. Gill, F. Arias, and L. Robertsson，《国际计量委员会推荐频率标准值清单：指南与程序》，Metrologia 55, 188 (2018). [29] S. Stellmer, B. Pasquiou, R. Grimm, and F. Schreck，《电子基态超冷Sr_2分子的制备》，Phys. Rev. Lett. 109, 115302 (2012). [30] A. Ciamei, A. Bayerle, C.-C. Chen, B. Pasquiou, and F. Schreck，《高效制备长寿命超冷Sr 2分子》，Physical Review A 96, 013406 (2017). [31] G. Reinaudi, C. B. Osborn, M. McDonald, S. Kotochigova, and T. Zelevinsky，《稳定超冷 $^{88}Sr_2$ 分子的光学制备》，Phys. Rev. Lett. 109, 115303 (2012). [32] K. H. Leung, I. Majewska, H. Bekker, C.-H. Lee, E. Tiberi, S. S. Kondov, R. Moszynski, and T. Zelevinsky，《通过跃迁强度测量指导光学囚禁分子的魔法波长选择》，Phys. Rev. Lett. 125, 153001 (2020). [33] K. H. Leung，《锶分子晶格钟：赫兹级精度的振动光谱学》，博士论文，哥伦比亚大学（2023）。[34] M. McDonald, B. H. McGuyer, F. Apfelbeck, C. H. Lee, I. Ma-jewska, R. Moszynski, and T. Zelevinsky，《量子态可控的超冷双原子锶分子光解离》，Nature 535, 122 (2016). [35] M. Borkowski, A. A. Buchachenko, R. Ciuryło, P. S. Julienne, H. Yamada, K. Yuu, K. Takahashi, Y. Takasu, and Y. Taka-hashi，《通过光缔合光谱探测非牛顿引力》，J. Phys. Conf. Ser. 810, 012014 (2017). [36] M. Borkowski, A. A. Buchachenko, R. Ciuryło, P. S. Juli-enne, H. Yamada, Y. Kikuchi, Y. Takasu, and Y. Takahashi，《弱束缚分子作为新型类引力的传感器》，Scientific Reports 9, 14807 (2019).