钍-229核钟频率的囚禁诱导的交流塞曼频移

K. Beloy*National Institute of Standards and Technology, Boulder, Colorado 80305, USA（日期：2023年3月9日）

我们研究了归因于离子囚禁的寄生射频磁场对备受期待的、基于 $^{229}Th^{3+}$ [C. J. Campbell *et al.*, 《物理评论快报》108，120802（2012）]的核钟的影响。射频磁场会对钟频率产生交流塞曼频移。正如我们所展示的，这一频移可能成为该核钟的主导系统频移，其幅度比其他系统频移以及该核钟预期的系统不确定度高出数个数量级。我们提出了抑制或消除这一频移的实用方法。

arXiv:2303.04789v1 [physics.atom-ph] 8 Mar 2023

不受外部影响是任何频率基准或计时设备都应具备的理想属性。例如，高品质腕表的特点之一，就是不易受到体热或周围环境引起的温度变化影响。原子钟利用了原子对外部影响固有的不敏感性。然而，在众多可用的原子系统中，有些比其他系统更为有利。通过审慎选择原子系统，现代原子钟已经实现了低至10^{-18} 量级的总系统不确定度 [1–6] （全文中，未标明单位的频移和不确定度均理解为以相应钟频率为单位）。持续改进这些原子钟，预计将进一步降低系统不确定度。或者，其他原子系统也可能提供前所未有的钟准确度 [7–10]。一个颇具吸引力的候选者是 $^{229}Th^{3+}$。钍-229原子核拥有一个激发能异常低的亚稳激发态，由此有可能构建基于核激发的钟 [11]。在实际实现方面，单价电子系统 $^{229}Th^{3+}$ 相比裸核系统 $^{229}Th^{90+}$等具有优势。Campbell 等人提出了一种颇具前景的 $^{229}Th^{3+}$ 核钟架构 [7]。采用他们的方法，钟频率基本不受原子电子与外部电磁场之间相互作用的影响。在这方面，电子的无害存在，说明了通常在口语和文献中使用“核钟”一词的合理性。通过考察重要的系统效应，Campbell 等人得出了该核钟预期系统不确定度为 1.5×10^{-19} 的结论。前所未有的钟准确度前景，加之这种准确度为检验基础物理学 [12, 13]，所提供的强大能力，推动了对该核钟发展的深入研究 [14, 15]。

在这封信中，我们指出了未来 $^{229}Th^{3+}$ 钟的一项关键系统频移。对于离子钟，通常利用射频电场 [16]实现离子囚禁。然而，射频电场伴随着射频磁场，在离子处的典型场强约为 μT。该寄生射频磁场会导致原子能级产生二阶交流塞曼频移，进而影响钟频率 [17, 18]。在此，我们研究了这一效应对 $^{229}Th^{3+}$ 钟的影响。与其他系统频移不同，电子的存在几乎并非无关紧要：$^{229}Th^{3+}$ 钟并不比基于电子激发的传统离子钟更具优势。我们发现，该钟对射频磁场的灵敏度与此前研究的光学离子钟相当，甚至更高 [18], ，相应的频移很可能是该钟的主要系统频移。我们还提出了抑制或消除此频移的方法，从而恢复该钟对外部扰动的不敏感性。

原子系统由核子和电子组成。能量本征态可根据原子核的状态、原子核周围电子的状态以及系统的总（核 +电子）角动量来描述。粗略的能谱由核态 +电子态决定，我们用量子数 γ来表征它。每个 γ 标识一个超精细流形。总角动量由常规量子数 F 和 m_F指定。这些量子数用于区分每个流形内的状态，其能量取决于 F 而不取决于 m_F。在原子钟及其他应用中，直流磁场$\mathbf{B}$ 定义量子化轴，并解除 m_F中的简并。

图 1 展示了 $^{229}Th^{3+}$ 系统的两个流形，我们分别赋予它们数值 $\gamma = 0$，1。 $\gamma = 0$流形对应于核基态和电子基态，而 $\gamma = 1$ 流形对应于核激发态和电子基态。这里的“核激发态”指的是原子核的低能亚稳态，其能量为 ≈ 8 eV [19–23]。按照传统记法，电子基态为 [Rn]$5f\ ^2F_{5/2}$。参考文献 [7] 提出的钟方案采用了这些流形的拉伸态。对于给定的流形，“拉伸态”指具有最大 $|m_F|$ 的一对态。我们将 $\gamma = 0$，1 流形的拉伸态称为钟态。图 1 中标出了连接这两个钟态的两个跃迁，我们称之为钟跃迁。钟跃迁的跃迁频率记为 ν_- 和 ν_+。所提出的钟运行方式是交替驱动这两个钟跃迁，并将钟频率取为 $\nu_{\rm clock} = (\nu_- + \nu_+)/2$。遵循这一方案， $\nu_{\rm clock}$ 基本不受相互作用影响

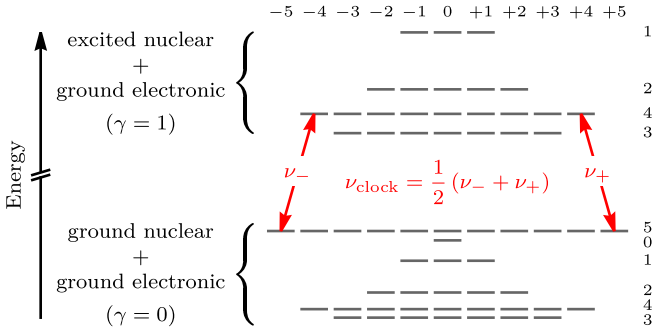


图 1. $^{229}Th^{3+}$ 系统的超精细流形，态分别标记为 F（右侧）和 m_F（顶部）。钟频率定义为箭头所示两个跃迁之间的频率。作为尺度参考，花括号的垂直跨度为2.3 $h = 2\pi\hbar$ GHz，其中是普朗克常数。

电子与外部电磁场之间的相互作用（与此同时，核子与外部电磁场之间的相互作用自然受到抑制）。这种不敏感性涵盖交流斯塔克位移、电四极矩位移和直流塞曼位移 [7]。$\gamma = 0$，1 流形之间的其他跃迁或跃迁组合通常不具备这种不敏感性。

现在考虑原子对交流磁场$\boldsymbol{\mathcal{B}}\cos(\omega t)$的响应，其中 $\boldsymbol{\mathcal{B}}$ 和 ω 分别是磁场的矢量振幅和角频率，t 表示时间。根据参考文献 [18]，假设磁场为线偏振（见下文的补充讨论）。交流磁场会使原子能级发生移动，其变化遵循 $\delta E = -\frac{1}{4}\left(\mathcal{B}_{||}^2\beta_{||} + \mathcal{B}_{\perp}^2\beta_{\perp}\right)$；其中$\boldsymbol{\mathcal{B}}$ 相对于直流磁场$\boldsymbol{\mathcal{B}}$ $= \boldsymbol{\mathcal{B}}_{||} + \boldsymbol{\mathcal{B}}_{\perp}$分解为平行和垂直分量，其模分别为 $\mathcal{B}_{||} \equiv \left|\boldsymbol{\mathcal{B}}_{||}\right|$ 和 $\mathcal{B}_{\perp} \equiv |\boldsymbol{\mathcal{B}}_{\perp}|$。根据二阶微扰理论，相应的磁偶极极化率 $\beta_{||}$ 和 $\beta_{\perp}$ 满足

$$\beta_{||} = -\sum_{\gamma' F' m'_F}\sum_{\sigma}\frac{\left|\langle\Psi_{\gamma F m_F}|\mu_0|\Psi_{\gamma' F' m'_F}\rangle\right|^2}{E_{\gamma F m_F} - E_{\gamma' F' m'_F} + \sigma\hbar\omega},$$

$$\beta_{\perp} = -\frac{1}{2}\sum_{\gamma' F' m'_F}\sum_{\sigma q}\frac{\left|\langle\Psi_{\gamma F m_F}|\mu_q|\Psi_{\gamma' F' m'_F}\rangle\right|^2}{E_{\gamma F m_F} - E_{\gamma' F' m'_F} + \sigma\hbar\omega},$$

其中，求和中的 σ and q 取值为 ± 1。这里，μ_q 是磁偶极算符 $\boldsymbol{\mu}$的第 q个球分量，其中 $q = 0$ 轴与$\mathbf{B}$对齐。对于我们的研究，我们将 $|\Psi_{\gamma F m_F}\rangle$和 $E_{\gamma F m_F}$视为包含直流塞曼相互作用（即与$\mathbf{B}$的相互作用）的原子系统的态和能量，表达式中未加撇号的一组量子数对应于所考虑的态。我们认为，这些量子数在极限 σ 下绝热连接到未受扰动原子系统的量子数，

其中 $B \equiv |\mathbf{B}|$。在我们的处理方法中，极化率 $\beta_{||}$ 和 $\beta_{\perp}$ 同时依赖于 B 和 ω。

极化率的中间态贡献可分为流形内贡献（$\gamma' = \gamma$）或流形间贡献（$\gamma' \neq \gamma$）。对于此处关注的 B 和 ω，流形间贡献很小，并且在相应钟跃迁的两个态之间大体相互抵消。与此同时，流形内贡献通常大得多，因此不应预期会有显著抵消。下文中，我们仅考虑流形内贡献。关于流形间贡献，我们注意到交流斯塔克效应也会发生类似的抵消。因此，重要的系统频率位移会相应受到抑制，例如黑体辐射位移 [7]。这里需要注意一个关键区别：对于交流斯塔克效应，由于宇称选择定则，不存在流形内贡献；而对于交流塞曼效应，流形内贡献则占主导地位。

直流塞曼相互作用保持系统的轴对称性。因此，矩阵元$\langle\Psi_{\gamma F m_F}|\mu_q|\Psi_{\gamma' F' m'_F}\rangle$受选择定则$\Delta m_F = -q$约束，其中 $\Delta m_F \equiv m'_F - m_F$。这限制了对极化率有贡献的中间态。对于钟态，这意味着 $\beta_{||} = 0$，因为拉伸态在其流形内具有不同的 m_F 量子数。同时，对于每个钟态，只有两个中间态对 $\beta_{\perp}$有贡献。这两个态可由 $\Delta F = 0$，-1区分，其中 $\Delta F \equiv F' - F$。我们回顾一下，直流塞曼相互作用会解除 $\Delta F = 0$ 中间态与其对应钟态之间的简并。表 I 列出了与各钟态相关的中间态。

根据上述讨论，我们得出 $\delta\nu \propto \mathcal{B}_{\perp}^2$，其中 $\delta\nu$ 表示某个钟跃迁频率（$\delta\nu \to \delta\nu_{\pm}$）或钟频率（$\delta\nu \to \delta\nu_{\rm clock}$）的交流塞曼频移。比例因子为$-1/4h$ 乘以钟态极化率 $\beta_{\perp}$ 的相应组合。在离子钟中，寄生射频磁场并未得到严格控制 [17, 18, 24]。因此，不能简单地假定实验条件 $\mathcal{B}_{\perp} = 0$ 成立，尽管文献 [7]实际上就是这样做的。我们还注意到，$\mathcal{B}_{\perp}$ 在$\mathbf{B}$反演下保持不变。此外，对三个相互正交的$\mathbf{B}$ 方向取平均，相当于将 $\mathcal{B}_{\perp}^2$ 替换为标量 $(2/3)$ $\mathcal{B}^2$，其中 $\mathcal{B} \equiv |\boldsymbol{\mathcal{B}}|$。因此，尽管能够

表 I。钟态以及对每个钟态的 $\beta_{\perp}$ 有贡献的两个中间态（分别对应各列）。数字对指定了 F，m_F。

	$\gamma = 0$		$\gamma = 1$	
钟态	$5, -5$	$5, +5$	$4, -4$	$4, +4$
$\Delta F = 0$ 中间态	$5, -4$	$5, +4$	$4, -3$	$4, +3$
$\Delta F = -1$ 中间态	$4, -4$	$4, +4$	$3, -3$	$3, +3$

消除离子钟中的某些频移 [25], , 这种平均处理并不能消除交流塞曼频移 [18]。

计算极化率需要流形内能量差和矩阵元。为此，我们为每个流形引入一个由乘积态 $|Im_I\rangle|Jm_J\rangle$ 构成的模型空间。这里， I和 m_I（J和 m_J）是常用的量子数，分别表示核（电子）角动量。 I 和 J 因流形而异，而 m_I 和 m_J 的所有相容取值定义了 [$(2I+1)$ $(2J+1)$] 维模型空间。在模型空间内，超精细相互作用的形式为

$$H_{\rm hfi} = A_{\rm hfs}\,(\boldsymbol{\mathcal{I}}\cdot\boldsymbol{\mathcal{J}}) + B_{\rm hfs}\,(\{\boldsymbol{\mathcal{I}}\otimes\boldsymbol{\mathcal{I}}\}_2\cdot\{\boldsymbol{\mathcal{J}}\otimes\boldsymbol{\mathcal{J}}\}_2)\,/X,$$

其中， $A_{\rm hfs}$ 和 $B_{\rm hfs}$ 是超精细常数（此处取为能量量纲）， $X = (2/3)\,I\,(2I-1)\,J\,(2J-1)$ ，而$\boldsymbol{\mathcal{I}}$（$\boldsymbol{\mathcal{J}}$）是除以 $\hbar$的核（电子）角动量算符。这里，$\{\boldsymbol{\mathcal{I}}\otimes\boldsymbol{\mathcal{I}}\}_2$ 是由$\boldsymbol{\mathcal{I}}$ 与自身耦合形成的二阶张量算符（$\boldsymbol{\mathcal{J}}$同理），点号表示标量积 [26]。 $H_{\rm hfi}$的本征态为 $|(IJ)Fm_F\rangle = \sum_{m_I m_J} C^{Fm_F}_{Im_I Jm_J}|Im_I\rangle|Jm_J\rangle$，其中$C^{Fm_F}_{Im_I Jm_J}$是克莱布什-戈登系数。这里的 F 和m_F 与上文中的量子数相同，用于表征总角动量并区分流形中的各态。在模型空间内， $\boldsymbol{\mu}$ 的形式为

$$\boldsymbol{\mu} = g_I\mu_N\boldsymbol{\mathcal{I}} - g_J\mu_B\boldsymbol{\mathcal{J}}, \tag{1}$$

其中， g_I （g_J）分别为核（电子） g因子， μ_N（μ_B）分别为核磁子（玻尔磁子）。哈密顿量 $H_{\rm tot} \equiv H_{\rm hfi} - \boldsymbol{\mu}\cdot\mathbf{B}$ 包含直流塞曼相互作用。在我们的方法中，流形内的能量差由 $H_{\rm tot}$的本征值确定，而流形内的矩阵元则通过在$H_{\rm tot}$的本征态之间计算 $\boldsymbol{\mu}$（由式（1）给出）获得。请注意，该方法在模型空间内以非微扰方式处理直流塞曼相互作用，并将其与超精细相互作用 [27–31]置于同等地位。

表 II 汇总了$\gamma = 0$, 1 流形的参数。对于 $\gamma = 0$ 流形， $A_{\rm hfs}$ 和$B_{\rm hfs}$ 是参考文献 [32], 中的实验结果，而 g_I则来自 $A_{\rm hfs}$ 与电子结构计算 [33–35]的结合。对于 $\gamma = 1$ 流形， $A_{\rm hfs}$、 $B_{\rm hfs}$ 和 g_I 是根据相应的 $\gamma = 0$ 参数以及参考文献 [36]给出的实验核磁矩比得出的。由于这两个流形都与

表 II. 超精细流形参数。 $A_{\rm hfs}$ 和 $B_{\rm hfs}$ 的单位为 $h\times$ MHz；其他量均为无量纲。参考文献见正文。

γ	I	J	$A_{\rm hfs}$	$B_{\rm hfs}$	g_I	g_J
0	5/2	5/2	82.2	2269	0.147	6/7
1	3/2	5/2	−142	1259	−0.255	6/7

相同的电子态相关联， g_J 是一个共用参数。我们采用 $^2F_{5/2}$ 电子态的非相对论值，$g_J = 6/7$。一项从头算相对论多体计算表明， g_J 的相对论修正不足百分之一。表 II 中未列出不确定度，因为我们的主要结论对这些参数的具体取值并不敏感。

参考文献 [7] 中的钟方案假设直流磁场较弱，离子阱驱动频率为 25 MHz。若对“较弱”作合理解释，这对应于工作区间 $\mu_B B \ll \hbar\omega \ll \Delta E_{\rm hfs}$，其中 $\Delta E_{\rm hfs}$ 是 $\Delta F = -1$ 中间态与其对应钟态之间的超精细能级分裂。具体而言，对于$\gamma = 0$,1 流形， $\Delta E_{\rm hfs}/h =$ 分别为（1770,438）MHz。在此工作区间内， $\Delta F = 0$ 中间态贡献受到抑制，且 $\delta\nu_{\rm clock}$ 仅弱依赖于 B和 ω。例如，按照上述方法，我们发现 $\delta\nu_{\rm clock}/\mathcal{B}_\perp^2$ 在参数空间 $0 \le B \le 10$ μT 和 1 MHz $\le \omega/2\pi \le 50$ MHz 内仅变化 2%。以 $\mathcal{B}_\perp = 1$ μT 作为参考点，钟频移为 2.6×10^{-17}。这比所有其他预期系统频移以及钟的预期系统不确定度高出两个数量级以上 [7]。鉴于其对$\mathcal{B}_\perp$的二次依赖，实际频移可能显著更大。例如，采用参考文献 [18],测得的 $\mathcal{B}_\perp = 4.5$ μT，频移为 5.3×10^{-16}。无论如何，显然，^{229}Th^{3+} 钟的性能将关键取决于对这一频移的控制。

新加坡的 Barrett课题组开发了一种用于评估 $\mathcal{B}_\perp$的光谱技术，该技术通过测量寄生射频磁场 [18]引起的奥特勒–汤斯谱线分裂来实现。利用该技术，他们已将 $\mathcal{B}_\perp$ 的评估精度提升至千分之一（ppt）水平，观测值为 $\mathcal{B}_\perp \approx 1$ μT [18, 37–39]。该技术需要施加适度的直流磁场 $B \sim \hbar\omega/\mu_B \sim$ mT，以将直流塞曼分裂调谐至与离子阱驱动频率共振。该技术可用于 ^{229}Th^{3+}，但由于直流塞曼相互作用会引起显著的流形内态混合，精确提取 $\mathcal{B}_\perp$ 会稍显复杂。为实现协同冷却，参考文献 [7] 建议将一个 ^{232}Th^{3+} 离子与^{229}Th^{3+} 离子一同囚禁；在这种情况下，也可使用（无超精细结构的） ^{232}Th^{3+}离子进行 $\mathcal{B}_\perp$ 诊断。

新加坡技术是解决囚禁诱导的交流塞曼频移的一种可行方案。虽然文献 [38]已展示了在一小时尺度上 $\mathcal{B}_\perp$ 的千分之一以下的不稳定度，但在更长的时间尺度上，可能需要定期重新评估 $\mathcal{B}_\perp$ ，以应对例如直流磁场方向的漂移。鉴于单离子 [40], 所伴随的基本量子投影噪声，我们指出，可能需要进行数天的平均，才能获得不高于 1×10^{-19}的统计不确定度。此外， $\mathcal{B}_\perp$的不稳定度

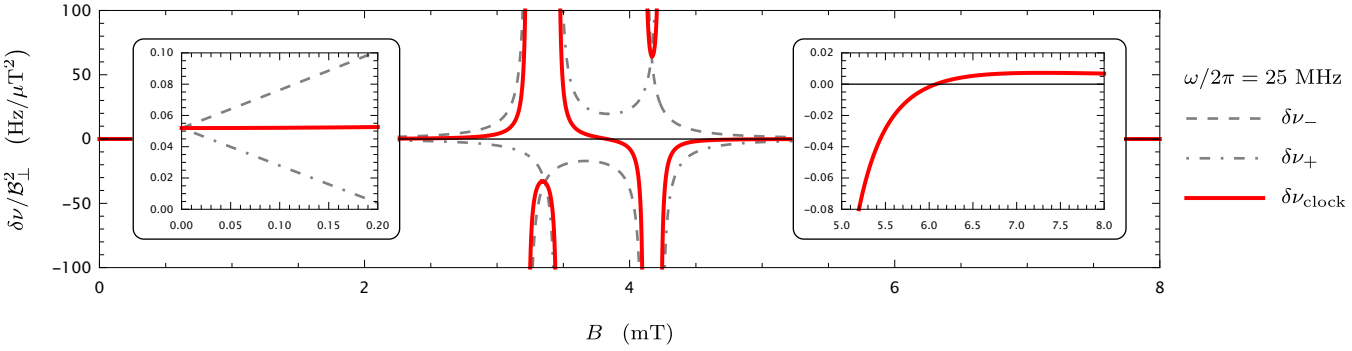


图 2. 囚禁诱导的交流塞曼频移对钟跃迁频率（$\delta\nu \to \delta\nu_\pm$）和钟频率（$\delta\nu \to \delta\nu_{\rm clock}$）的影响。假设离子阱驱动频率为 $\omega/2\pi = 25$ MHz，绘制了频移随 B 的变化关系。主图显示了归因于 $\Delta F = 0$ 中间态的共振行为。左侧插图突出显示了低-B 区域，此时 $\delta\nu_{\rm clock}$ 基本保持不变。右侧插图突出显示了 $\delta\nu_{\rm clock}$ 在 $B \approx 6.1$ mT 处的零交叉点。

在实验室环境之外运行时可能会加剧，这对于基本物理学测试 [41]也可能有益。无论如何，对寄生射频磁场的敏感性偏离了“核”钟最初的设计理念，即对环境扰动具有非凡的不敏感性。下文将介绍一些策略，通过利用频移对 B 和 ω的依赖性，恢复这种不敏感性。新加坡技术可作为这些策略的有益补充，不过对 $\mathcal{B}_\perp$的控制或评估要求会大幅放宽。

图 2 绘出了 $\delta\nu/\mathcal{B}_\perp^2$ 随 B 的变化，其中 $\delta\nu \to \delta\nu_\pm$ 或 $\delta\nu \to \delta\nu_{\rm clock}$。假设离子阱驱动频率为 $\omega/2\pi = 25$ MHz。主图展现了归因于 $\Delta F = 0$ 中间态的共振行为。对于 $\delta\nu_{\rm clock}$，我们观察到两个零交叉点：一个位于共振结构内的 $B \approx 3.8$ mT 处，另一个位于共振结构外的 $B \approx 6.1$ mT 处（见图 2 右侧插图）。在这些 B 值之一处运行时，时钟将不受寄生射频磁场（以及直流磁场方向）的影响。从实际角度看，外侧的零交叉点更有利，因为频移 $\delta\nu_\pm$ 和 $\delta\nu_{\rm clock}$ 相对于 B 的斜率都显著更小。我们将该零交叉点处的 B 值记为 B^*。通过在不同的 B 下对 $\nu_{\rm clock}$ 进行差分测量，并在差分测量中改变 $\mathcal{B}_\perp$（例如，通过改变囚禁功率 [17, 24]），可以确定 B^* 的精确值。这与光晶格钟中通过实验确定“魔术”波长类似 [42]。或者，也可以精确测量流形参数，并使用本研究中采用的理论计算 B^*。我们强调，B^* 取决于离子阱驱动频率。在 1 MHz 至 $\leq \omega/2\pi \leq 100$ MHz 的离子阱驱动频率范围内进行探测时，我们观察到近似正比关系 $B^* \propto \omega$。除非另有说明，以下均假设 $\omega/2\pi = 25$ MHz。

erwise.

实际上，偏差 $\delta B = B - B^*$ 会导致残余钟频移 $\delta\nu_{\rm clock} \approx (21\ \mu{\rm Hz}/\mu{\rm T}^3)\,\mathcal{B}_\perp^2\,\delta B$。频率差 $\Delta\nu \equiv \nu_+ - \nu_-$ 可用于监测和稳定 B。请注意，评估 $\Delta\nu$ 无需额外成本，因为时钟运行本就包含 $\nu_\pm$ 测量。$\Delta\nu$ 的主要贡献来自裸核贡献 [7]，其中 $\Delta\nu \approx$（11 kHz/ mT）B。然而，交流塞曼频移 $\delta\nu_\pm$ 也会对 $\Delta\nu$ 产生影响，表现为偏差 $\delta B \propto \mathcal{B}_\perp^2$ 和残余钟频移 $\delta\nu_{\rm clock} \propto \mathcal{B}_\perp^4$。对于 $\mathcal{B}_\perp = 1\,\mu$T，残余频移的计算值可忽略不计。但四次方标度意味着，当 $\mathcal{B}_\perp$ 稍大一些时，该效应可能变得不可忽略。因此，要利用 $\Delta\nu$，可能需要确保 $\mathcal{B}_\perp$ 低于某一阈值，例如几 μT。或者，也可以定期对 $^{229}{\rm Th}^{3+}$ 或 $^{232}{\rm Th}^{3+}$ 进行射频光谱测量，以评估 B，且几乎不受交流塞曼频移影响。

根据文献 [18]，，寄生射频磁场被假设为线偏振。文献 [18] 指出，非线性偏振会伴随显著且有害的微运动。在后续研究中，这一假设似乎已在 ppt 量级得到验证 [38, 39]。假设 $\mathcal{B}_\perp \approx 1\ \mu$T 且存在 $\lesssim 1$ ppt 的反相分量，在线性偏振条件下运行于 B^* 时，非线性偏振导致的残余钟频移被限制在低于 10^{-20} 的范围内。

最后，我们提出一种管理囚禁诱导的交流塞曼频移的替代策略。在工作区间 $\mu_B B \gg \hbar\omega$内，由于钟态之间高度抵消，频移 $\delta\nu_\pm$ 和 $\delta\nu_{\rm clock}$受到强烈抑制。例如，当$\omega/2\pi = 8$ MHz 且 $B = 50$ mT 时，$\delta\nu_{\rm clock}$ 相较于低-B 情形受到抑制的因子为 $\approx$3000，对应于 $\mathcal{B}_\perp = 1\ \mu$T 下的钟频移 $< 10^{-20}$。补充材料 [43] 中提供了该工作区间内涵盖一系列 B 和 ω 取值的图。我们注意到

，对于 $^{229}Th^{3+}$ 钟态，至 $\delta\nu_{\rm clock}$ 的二阶直流塞曼频移受到强烈抑制。因此，即使 B取值较大，二阶直流塞曼频移也预计不会构成问题。

总之，我们证明，与离子囚禁相关的寄生射频磁场将成为文献 [7]提出的 $^{229}Th^{3+}$钟的一项关键系统频移。与其他重要的系统频移相比，例如交流斯塔克位移（归因于囚禁场、黑体辐射、探测激光和冷却激光）、电四极频移以及一阶和二阶直流塞曼位移，电子的作用几乎不容忽视；由此产生的对射频磁场的敏感性，可与此前研究的其他光学离子钟相当，甚至更高 [18]。尤其是，这种频移很可能比其他所有系统频移以及该钟预期的系统不确定度高出几个数量级。我们还提出了消除或抑制这种频移的策略，从而使这种对外部扰动具有非凡不敏感性的“核”钟重现希望。

作者感谢 Y. Hassan 和 A. G. Radnaev 仔细审阅稿件。本研究由美国国家标准与技术研究院/物理测量实验室资助，该实验室是美国政府的一个机构，且本研究不受美国版权保护。

* kyle.beloy@nist.gov

[1] N. Huntemann、C. Sanner、B. Lipphardt、C. Tamm 和 E. Peik，具有 3×10^{-18} 系统不确定度的单离子原子钟，《物理评论快报》**116**，063001（2016年）。[2] W. F. McGrew、X. Zhang、R. J. Fasano、S. A. Sch¨affer、K. Beloy、D. Nicolodi、R. C. Brown、N. Hinkley、G. Milani、M. Schioppo、T. H. Yoon 和 A. D. Ludlow，性能使厘米以下大地测量成为可能的原子钟，《自然》**564**，87（2018年）。[3] S. M. Brewer、J.-S. Chen、A. M. Hankin、E. R. Cle ments、C. W. Chou、D. J. Wineland、D. B. Hume 和 D. R. Leibrandt，系统不确定度低于 10^{-18} 的 Al^+ 量子逻辑钟，《物理评论快报》**123**，033201（2019年）。[4] T. Bothwell、D. Kedar、E. Oelker、J. M. Robinson、S. L. Bromley、W. L. Tew、J. Ye 和 C. J. Kennedy，具有 2.0×10^{-18} 不确定度的 JILA SrI光学晶格钟，《计量学》**56**，065004（2019年）。[5] Y. Huang、B. Zhang、M. Zeng、Y. Hao、Z. Ma、H. Zhang、H. Guan、Z. Chen、M. Wang 和 K. Gao，液氮冷却的 Ca^+ 光学钟，系统不确定度为 3×10^{-18}，《物理评论应用》**17**，034041（2022年）。[6] A. D. Ludlow、M. M. Boyd、J. Ye、E. Peik 和 P. O. Schmidt，光学原子钟，《现代物理评论》**87**，637（2015年）。[7] C. J. Campbell、A. G. Radnaev、A. Kuzmich、V. A. V. V. Flambaum 和 A. Derevianko，面向第 19 位小数计量的单离子核钟，《物理评论快报》108，120802（2012）。[8] M. G. Kozlov、M. S. Safronova、J. R. Crespo L´opez-Urrutia 和 P. O. Schmidt，高电荷离子：光学钟及其在基础物理中的应用，《现代物理评论》90，045005（2018）。[9] K. Beloy，Pb^{2+} 离子钟的前景，《物理评论快报》127，013201（2021）。[10] D. R. Leibrandt、S. G. Porsev、C. Cheung 和 M. S. Safronova，具有亚-10^{-19} 不确定度的千离子 Sn^{2+}库仑晶体钟的前景，arXiv:2205.15484 。[11] E. Peik 和 C. Tamm，Th-229 中 3.5 eV 跃迁的核激光光谱学，《欧洲物理快报》61，181（2003）。[12] V. V. Flambaum，Th ^{229}中精细结构常数和强相互作用随时间变化所产生效应的增强，《物理评论快报》97，092502（2006）。[13] P. Fadeev、J. C. Berengut 和 V. V. Flambaum，Th ^{229}核钟跃迁对精细结构常数变化的敏感性，《物理评论A》102，052833（2020）。[14] L. von der Wense 和 B. Seiferle，Th ^{229}同核异能态：核光学钟的前景，《欧洲物理杂志A辑》56，277（2020）。[15] E. Peik、T. Schumm、M. S. Safronova、A. P´alffy、J. Weit- enberg 和 P. G. Thirolf，用于检验基础物理的核钟，《量子科学与技术》6，034002（2021）。[16] W. Paul，带电粒子和中性粒子的电磁阱，《现代物理评论》62，531（1990）。[17] D. J. Berkeland、J. D. Miller、J. C. Bergquist、W. M. Itano 和 D. J. Wineland，激光冷却汞离子频率标准，《物理评论快报》80，2089（1998）。[18] H. C. J. Gan、G. Maslennikov、K.-W. Tseng、T. R. Tan、R. Kaewuam、K. J. Arnold、D. Matsukevich 和 M. D. Barrett，高精度计量中的振荡磁场效应，《物理评论A》98，032514（2018）。[19] B. R. Beck、J. A. Becker、P. Beiersdorfer、G. V. Brown、K. J. Moody、J. B. Wilhelmy、F. S. Porter、C. A. Kilbourne 和 R. L. Kelley，Th ^{229}原子核基态双重态的能级分裂，《物理评论快报》98，142501 2007( )。[20] B. Seiferle、L. von der Wense、P. V. Bilous、I. Amersdorf- fer、C. Lemell、F. Libisch、S. Stellmer、T. Schumm、C. E. D¨ullmann、A. P´alffy 和 P. G. Thirolf，Th^{229}核钟跃迁的能量，《自然》573，243（2019）。[21] A. Yamaguchi、H. Muramatsu、T. Hayashi、N. Yuasa、K. Nakamura、M. Takimoto、H. Haba、K. Konashi、M. Watanabe、H. Kikunaga、K. Maehata、N. Y. Ya- masaki 和 K. Mitsuda，通过绝对伽马射线能量差确定 Th ^{229}核钟同核异能态的能量，《物理评论快报》123，222501（2019）。[22] T. Sikorsky、J. Geist、D. Hengstler、S. Kempf、L. Gastaldo、C. Enss、C. Mokry、J. Runke、C. E. D¨ullmann、P. Wobrauschek、K. Beeks、V. Rosecker、J. H. Sterba、G. Kazakov、T. Schumm 和 A. Fleischmann，使用磁微量热计测量 Th ^{229}同核异能态能量，《物理评论快报》125，142503（2020）。[23] 本文中的数值结果均以 $\nu_{\rm clock}=8.19$ eV/h 为单位。[24] S. M. Brewer、J.-S. Chen、K. Beloy、A. M. Hankin、E. R. Clements、C. W. Chou、W. F. McGrew、X. Zhang,

R. J. Fasano、D. Nicolodi、H. Leopardi、T. M. Fortier、S. A. Diddams、A. D. Ludlow、D. J. Wineland、D. R. Leibrandt 和 D. B. Hume，测量 $^{27}Al^{+}$ 和$^{25}Mg^{+}$ 的磁常数以提高离子钟准确度，《物理评论A》**100**，013409（2019）。[25] W. M. Itano， $^{199}Hg^{+}$ 光频率标准的外场频移，《国家标准与技术研究院研究杂志》**105**，829（2000）。[26] D. A. Varshalovich、A. N. Moskalev 和 V. K. Kher- so nskii， *Quantum Theory of Angular Momentum*（世界科学出版社，新加坡，1988年）。[27] A. Derevianko，碱金属原子中塞曼不敏感时钟跃迁的魔术光学阱理论，《物理评论A》**81**，051606（2010）。[28] A. Derevianko，超冷碱金属原子的魔术波长囚禁中的“双重魔术”条件，《物理评论快报》**105**，033002（2010）。[29] R. Chicireanu、K. D. Nelson、S. Olmschenk、N. Lundblad、A. Derevianko 和 J. V. Porto，磁场不敏感跃迁中的差分光频移抵消：以 ^{87}Rb 为例，《物理评论快报》**106**，063002（2011）。[30] D. Bakalov 和 S. Schiller，氢分子离子的电四极矩及其用于分子离子钟的潜力，《应用物理B》**114**，213（2014）。[31] K. J. Arnold 和 M. D. Barrett，抑制磁场不敏感跃迁处的钟频移，《物理评论快报》**117**，160802（2016）。[32] C. J. Campbell、A. G. Radnaev 和 A. Kuzmich，用于光学激发核同核异能态的 Th ^{229}维格纳晶体，《物理评论快报》**106**，223001（2011）。[33] M. S. Safronova、U. I. Safronova、A. G. Radnaev、C. J. Campbell 和 A. Kuzmich，Th ^{229}原子核的磁偶极矩和电四极矩，《物理评论A》**88**，060501（2013）。[34] S. G. Porsev、M. S. Safronova 和 M. G. Kozlov，Pre-

对 ^{229}Th 的超精细常数进行高精度计算，以提取核矩，《物理评论快报》**127**，253001（2021年）。[35] F.-C. Li、H.-X. Qiao、Y.-B. Tang 和 T.-Y. Shi，对 $^{229}Th^{3+}$ 的超精细结构常数进行相对论耦合簇计算，并评估 ^{229}Th 的电磁核矩，《物理评论A》**104**，062808（2021年）。[36] J. Thielking、M. V. Okhapkin、D. M. M. Prze-mys-law G-lowacki、L. von der Wense、B. Seiferle、C. E. D¨ullmann、P. G. Thirolf 和 E. Peik，对核钟同质异能素 ^{229m}Th 进行激光光谱表征，《自然》**556**，321（2018年）。[37] Z. Zhiqiang、K. J. Arnold、R. Kaewuam、M. S. Safronova 和 M. D. Barrett，Lu^{+} 光钟中的超精细介导效应，《物理评论A》**102**，052834（2020年）。[38] K. J. Arnold、R. Kaewuam、S. R. Chanu、T. R. Tan、Z. Zhang 和 M. D. Barrett，对 $^{138}Ba^{+}$ $6s^2S_{1/2} - 5d^2D_{5/2}$ 钟跃迁进行精密测量，《物理评论快报》**124**，193001（2020年）。[39] R. Kaewuam、T. R. Tan、Z. Zhang、K. J. Arnold、M. S. Safronova 和 M. D. Barrett，精密测量 Lu^{+} 中的 $^3D_1$ 和 $^3D_2$ 四极矩，《物理评论A》**102**，042819（2020年）。[40] W. M. Itano、J. C. Bergquist、J. J. Bollinger、J. M. Gilli-gan、D. J. Heinzen、F. L. Moore、M. G. Raizen 和 D. J. Wineland，量子投影噪声：二能级系统中的布居涨落，《物理评论A》**47**，3554（1993年）。[41] M. S. Safronova、D. Budker、D. DeMille、D. F. J. Kimball、A. Derevianko 和 C. W. Clark，利用原子和分子探索新物理，《现代物理评论》**90**，025008（2018年）。[42] M. Takamoto、F.-L. Hong、R. Higashi 和 H. Katori，一种光晶格钟，《自然》**435**，321（2005年）。[43] 参见补充材料： [editor insert url]。