

锶原子光晶格钟黑体辐射频移评估

李婷 卢晓同 张强 孔德欢 王叶兵 常宏

Evaluation of blackbody-radiation frequency shift in strontium optical lattice clock

Li Ting Lu Xiao-Tong Zhang Qiang Kong De-Huan Wang Ye-Bing Chang Hong

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 68, 093701 (2019) DOI: 10.7498/aps.68.20182294

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182294>

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

锶原子光晶格钟

Strontium optical lattice clock

物理学报. 2018, 67(16): 160604 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181097>

锶原子光晶格钟自旋极化谱线的探测

Interrogation of spin polarized clock transition in strontium optical lattice clock

物理学报. 2018, 67(7): 070601 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172759>

光梳主动滤波放大实现锶原子光钟二级冷却光源

Optical frequency comb active filtering and amplification for second cooling laser of strontium optical clock

物理学报. 2018, 67(8): 080601 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172733>

锶玻色子的“魔术”波长光晶格装载实验研究

Experimental research on loading strontium bosons into the optical lattice operating at the “magic” wavelength

物理学报. 2015, 64(13): 130601 <https://doi.org/10.7498/aps.64.130601>

利用传输腔技术实现锶原子光钟光晶格场的频率稳定

Transfer cavity scheme for stabilization of lattice laser in ytterbium lattice clock

物理学报. 2017, 66(16): 164205 <https://doi.org/10.7498/aps.66.164205>

小型化锶光钟物理系统的研制

Miniaturization of physics system in Sr optical clock

物理学报. 2018, 67(5): 050601 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172584>

铯原子光晶格钟黑体辐射频移评估*

李婷¹⁾³⁾ 卢晓同¹⁾²⁾ 张强¹⁾²⁾ 孔德欢¹⁾²⁾ 王叶兵^{1)2)†} 常宏^{1)2)‡}

1) (中国科学院国家授时中心, 时间频率基准重点实验室, 西安 710600)

2) (中国科学院大学天文与空间科学学院, 北京 100049)

3) (河南师范大学物理与材料科学学院, 新乡 453007)

(2018年12月28日收到; 2019年2月23日收到修改稿)

在中性原子光晶格钟的系统不确定度评估中, 通常黑体辐射引起的频移是最大的一项. 黑体辐射频移主要受周围环境温度的影响. 针对国家授时中心的铯原子光晶格钟实验系统, 通过理论分析、腔体表面温度的测量和软件模拟相结合的方法, 评估了铯原子光晶格钟黑体辐射频移的修正量和不确定度. 其中主要分析了铯原子炉、蓝宝石加热窗口、透过窗口片进入到真空腔体内的室温以及 Zeeman 减速装置对原子团处的热辐射引起的黑体辐射频移. 在真空腔体外表面设置了 5 个测温点, 利用校准过的铂电阻温度传感器监测真空腔体外表面的温度变化, 用 SolidWorks 绘图软件建立腔体模型, 通过有限元分析软件模拟出在真空腔体温度变化 0.72 K 时, 原子团所处位置温度的波动为 0.34 K. 最终得到黑体辐射频移总的修正量为 $-2.13(1)$ Hz, 不确定度为 2.4×10^{-17} .

关键词: 铯原子光晶格钟, 热辐射, 黑体辐射频移, 有限元分析

PACS: 37.10.Jk, 44.40.+a, 32.70.Jz, 47.11.Fg

DOI: 10.7498/aps.68.20182294

1 引言

原子钟的性能主要包括稳定性和不确定度两个方面^[1]. 基于中性原子的光晶格钟^[2-5], 有大量的原子样品作参考, 可以在更短的时间内达到较高的稳定性. 2017年, 美国天体物理联合实验室的铯原子光晶格钟^[6]测量精度达到了 5×10^{-19} . 2018年, 美国标准技术研究院的铯原子光钟^[7]系统的不确定度达到了 1.4×10^{-18} . 随着光钟性能指标的不断提高, 其在暗物质探测^[8]、引力波测量^[9]以及基本物理常数的测量^[10-12]等方面有广泛的应用前景.

在中性原子光晶格钟不确定度性能评估中, 通常情况下黑体辐射引起的频移为最大的一项^[13].

它的大小与动/静态修正因数、环境温度以及原子的极化率等密切相关^[14]. 国际上对黑体辐射频移不确定度的评估一般有两种方法. 第一种是控制真空腔体周围环境温度的波动, 通过对腔体内部温度的精确测量, 计算出频率偏移修正量和不确定度. 如 2014 年美国天体物理联合实验室的铯原子光晶格钟^[2], 他们把真空腔体放入一个黑体箱中并进行精确的主动控温, 阻挡了大部分的环境温度波动对真空腔体的影响. 然后使用两个内置在真空腔体中的硅二极管温度传感器测温, 描绘了原子团周围的环境温度分布图, 黑体辐射频移不确定度为 2×10^{-18} . 2014 年, 美国标准技术研究院的铯原子光晶格钟^[15]在真空腔外安装了一个镀膜的黑体辐射屏蔽腔, 阻挡了周围的黑体辐射, 同时减小了环境温

* 国家自然科学基金 (批准号: 11803042, 11474282, 61775220)、中国科学院前沿科学重点研究项目 (批准号: QYZDB-SSW-JSC004) 和中国科学院国家授时中心青年创新人才项目资助的课题.

† 通信作者. E-mail: wangyebing@ntsc.ac.cn

‡ 通信作者. E-mail: changhong@ntsc.ac.cn

度对原子团处温度的影响, 黑体辐射频移不确定度达到了 1×10^{-18} . 第二种方法是通过低温冷冻的方法降低原子团处的温度, 根据黑体辐射频移与环境温度的四次方成反比的关系^[14], 降低原子团所处位置的温度, 可以大幅度地降低黑体辐射频移和不确定度, 然后通过测量计算得到频率偏移修正量和不确定度. 如 2015 年日本东京大学的研究组采用低温冷冻的方法^[5], 通过运动光晶格把冷原子团转移到温度为 95 K 的低温冷冻腔里进行探测, 根据测量计算得到黑体辐射的频移不确定度为 0.9×10^{-18} . 相比之下, 第二种方法比第一种方法更为复杂, 操作难度更大, 但是第二种方法可以从根本上降低黑体辐射频移, 并且容易降低黑体辐射频移的不确定度.

国家授时中心于 2017 年实现了镱冷原子光晶格钟的闭环锁定^[16]. 目前, 系统闭环不稳定性为 $1.6 \times 10^{-15}/\sqrt{\tau}$, 在 2000 s 的平均时间内环内不稳定性^[17]为 2.8×10^{-17} . 在对系统的黑体辐射频移评估时, 由于在真空腔体内部没有安装内置的测温装置, 无法精确测量出原子团所处位置的温度, 只能通过测量腔体表面的温度, 再根据腔体外表面的温度推测原子团所处位置的温度. 然而, 在镱原子光晶格钟正常运行过程中, 实验环境和真空腔体周围其他的热源使真空腔体周围的环境变得复杂, 真空腔体外表面的温度不能真实反映出真空腔体内的温度分布. 我们采用测量腔体表面温度与软件模拟相结合的方法, 得到原子团处的温度. 本文就黑体辐射频移不确定度评估实验和理论部分进行详细说明. 通过监测系统稳定运行过程中真空腔外表面的温度, 根据真空腔体外表面的平均温度利用 ANSYS 有限元分析软件模拟出真空腔体内原子团所处位置的温度, 由原子团处的温度及温度波动计

算相应的频移修正量和不确定度.

2 理论分析

任何非绝对零度的物体都会向周围辐射电磁波^[13]. 在光钟正常运行过程中, 原子所处的环境温度并不是绝对零度, 辐射能量使得原子钟跃迁上下能级发生不同程度的位移, 最终导致钟跃迁绝对频率的移动, 该频移为黑体辐射频移^[18–21].

2.1 热源分析

镱原子光晶格钟的整个物理系统的构成如图 1 所示. 图 1 从左至右: 1 为镱炉, 常温下镱原子为固体, 在超冷原子 ^{87}Sr 光钟实验装置中, 镱炉被加热到 $500\text{ }^\circ\text{C}$, 镱炉与磁光阱真空腔在水平方向上有一个夹角, 减小了热辐射源对磁光阱真空腔体内原子团的热辐射; 2 为准直器; 3 为二维准直窗口; 4 和 6 分别为 40 L/s 和 60 L/s 的离子泵; 5 为 Zeeman 减速器; 7 为磁光阱真空腔, 该部分共有十四个窗口, 其中最左端的窗口与 Zeeman 减速器相连, 最右端的窗口 8 为蓝宝石窗口, 为避免镱原子光晶格钟系统长时间运行时镱原子堆积在窗口片上, 窗口外缠绕了加热丝, 在实验时将其加热到 $120\text{ }^\circ\text{C}$. 这个窗口和真空磁光阱之间用一个三通连接, 使加热窗口对磁光阱真空腔内原子团的热辐射减小. 磁光阱真空腔上下是一对反亥姆霍兹线圈, 为了减小线圈通电产生的热量, 避免线圈发热对光钟系统产生影响, 线圈结构采用浸润式, 将两个线圈接入水冷装置中, 实现对线圈的温度控制, 线圈整体温度控制为与室温一致.

图 2 为通过电荷耦合器件 (CCD) 探测到真空腔体中的一维光晶格囚禁原子的图像, 光晶格的长

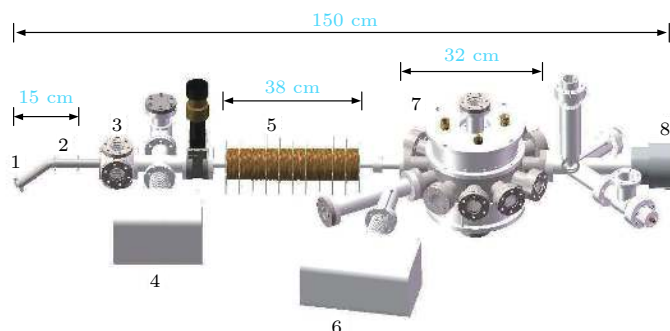


图 1 实验装置

Fig. 1. Experimental apparatus.

度约为 1 mm, 势阱深度为 $56E_r$ (E_r 是晶格光子反冲能量), 囚禁的原子数目大约为 3.6×10^4 . 在模拟时, 把光晶格中的原子团视为一个直径为 1 mm 的球体. 图 3 为边带可分辨的钟跃迁谱线, 通过红蓝边带的面积比可以估算势阱中原子的温度约为 $4.2 \mu\text{K}$. 图 3 右上角的插图是在可分辨边带谱的基础上加了补偿磁场, 使得原子团周围的磁场几乎为零, 降低钟激光的功率至 150 nW, 在载波跃迁附近扫谱得到的窄线宽钟跃迁简并谱线.

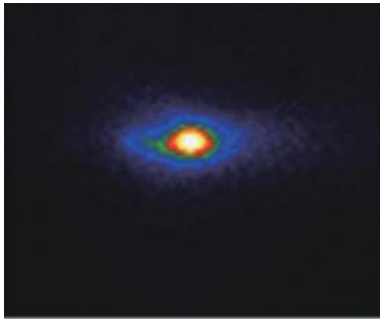


图 2 一维光晶格

Fig. 2. Image of the one-dimensional optical lattice.

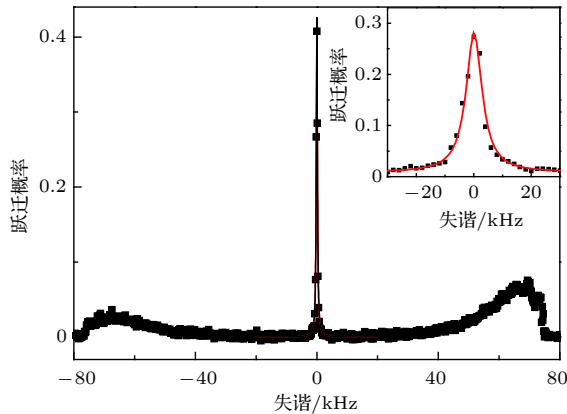


图 3 ^{87}Sr 原子钟跃迁谱线

Fig. 3. Spectra of the ^{87}Sr clock transition.

2.2 辐射源所占立体角的分析

在铯原子光晶格钟正常运行阶段, 主要热源为铯炉、Zeeman 减速器、透过窗口片进入真空腔体内的室温和蓝宝石窗口, 它们对原子团的辐射可以根据立体角计算得出. 立体角计算公式为

$$S = 2\pi R^2 (1 - \cos\theta), \quad \Omega = \frac{S}{R^2} = 2\pi (1 - \cos\theta). \quad (1)$$

原子团在水平方向上到窗口的距离为 R_1 , 在竖直方向上到窗口的距离为 R_2 , 原子团到铯炉的距离

为 R_3 , 蓝宝石窗口到原子团的距离为 R_4 , Zeeman 窗口到原子团的距离为 R_5 , 每个普通窗口的半径为 r_1 , 蓝宝石窗口的半径为 r_2 , 原子炉处的半径为 r_3 , Zeeman 减速窗口的半径为 r_5 . 根据 (1) 式可知, 一个普通窗口在水平方向上对应原子团的立体角为 $0.01027\pi \text{ sr}$, 竖直方向上对应原子团的立体角为 $0.02994\pi \text{ sr}$, 真空腔体内壁对应原子团的立体角 Ω_1 为 $3.83604\pi \text{ sr}$, 普通窗口对应原子团总的立体角 Ω_2 为 $0.16258\pi \text{ sr}$, 铯炉对应原子团的立体角 Ω_3 为 $0.00009\pi \text{ sr}$, 蓝宝石窗口对应原子团的立体角 Ω_4 为 $0.00078\pi \text{ sr}$, Zeeman 减速窗口对应原子团的立体角 Ω_5 为 $0.00051\pi \text{ sr}$.

2.3 辐射源对原子团的辐射频移的计算

铯原子光晶格钟的黑体辐射频移可以表示为^[14]

$$\Delta V_{\text{BBR}}(T) = V_{\text{stat}} \left(\frac{T}{T_0} \right)^4 + V_{\text{dyn}} \left(\frac{T}{T_0} \right)^6, \quad (2)$$

式中 T 为环境温度, $T_0 = 300 \text{ K}$; V_{stat} 为静态频移系数, V_{dyn} 为动态频移系数. 其中德国联邦物理技术研究院测量得到^[22,23]的 $V_{\text{stat}} = -2.13023(6) \text{ Hz}$, 美国天体物理联合实验室测量得到^[4]的 $V_{\text{dyn}} = -0.1487(7) \text{ Hz}$. 由于辐射源有多个, 每处的温度也不相同, (2) 式按照加权平均的方法得到适用于我们实验装置的黑体辐射计算公式为

$$\begin{aligned} \Delta V_{\text{BBR}}(T) = & \frac{\Omega_1}{4\pi} \times \Delta V_{\text{BBR}}(T_1) + \frac{\Omega_2}{4\pi} \times \Delta V_{\text{BBR}}(T_2) \\ & + \frac{\Omega_3}{4\pi} \times \Delta V_{\text{BBR}}(T_3) + \frac{\Omega_4}{4\pi} \times \Delta V_{\text{BBR}}(T_4) \\ & + \frac{\Omega_5}{4\pi} \times \Delta V_{\text{BBR}}(T_5), \end{aligned} \quad (3)$$

其中, 真空腔体温度为 T_1 , 室温为 T_2 , 原子炉窗口温度为 T_3 , 蓝宝石窗口温度为 T_4 , Zeeman 减速窗口温度为 T_5 .

根据 (3) 式计算出光钟在稳定运行时各个辐射源处的频移修正量 (如表 1 所列, 括号内的数字是通过温度和相应的温度波动代入 (2) 式计算得到的): 1) 室温可以透过玻璃窗口进入真空腔体内, 窗口的玻璃片上有镀膜, 一部分能量能够经过透射进入真空腔体^[24], 在模拟时取窗口片的吸收系数为 0.8, 透射系数小于 0.2, 室温为 294.89 K, 其波动值为 0.72 K, 则对原子团的辐射引起的频移为 $-0.0172(2) \text{ Hz}$; 2) 原子炉的温度为 773.15 K, 其波

动值为 20 K, 则对原子团的辐射引起的频移为 $-0.0031(4)$ Hz; 3) 蓝宝石加热窗口的温度为 393.15 K, 其波动值为 5 K, 则对原子团的辐射引起的频移为 $-0.0013(1)$ Hz; 4) 把测温点 1 的温度视为 Zeeman 减速窗口的温度, 其波动值为 10 K, 则对原子团的辐射引起的频移为 $-0.00027(4)$ Hz.

表 1 不同热源对应的频移修正量
Table 1. Frequency shift correction for different heat sources.

热源	频移修正量
室温	$-0.0172(2)$ Hz
原子炉	$-0.0031(4)$ Hz
蓝宝石加热窗口	$-0.0013(1)$ Hz
Zeeman 减速窗口	$-0.00027(4)$ Hz

2.4 对不同吸收系数引起的频移分析

在分析真空腔体时, 先假设真空腔体内表面的吸收系数为 a , 玻璃窗口的吸收系数为 b , 假设真空腔体内壁的漫反射和能量密度在空间上是均匀且各向同性的, 根据能量守恒方程, 真空腔体吸收的

$$\rho_{\text{cav}} = \frac{(2r_5^2 + 2r_5h - r_3^2 - 12r_1^2 - r_2^2) a \rho(T_{\text{cav}}) + (12r_1^2 + r_2^2) b \rho(T_{\text{room}}) + r_3^2 \rho(T_{\text{room}})}{(2r_5^2 + 2r_5h - r_3^2 - 12r_1^2 - r_2^2) a + (12r_1^2 + r_2^2) b + r_3^2}. \quad (6)$$

测量的腔体温度 T_{cav} 为 295.07 K, T_{room} 为 294.89 K, 当 $a = 0.9$, $b = 0.8$ 时, 由 $\Delta v = -\Delta \alpha \rho_{\text{cav}} / 2h \epsilon_0$ 可知, 真空腔体内表面吸收系数和玻璃窗口内表面吸收系数对频移的影响如图 4 所示.

在图 4(a) 中, 红色曲线表示 $b = 0.8$ 时吸收系数 a 与频移的关系, 即当玻璃的吸收系数为 0.8 时,

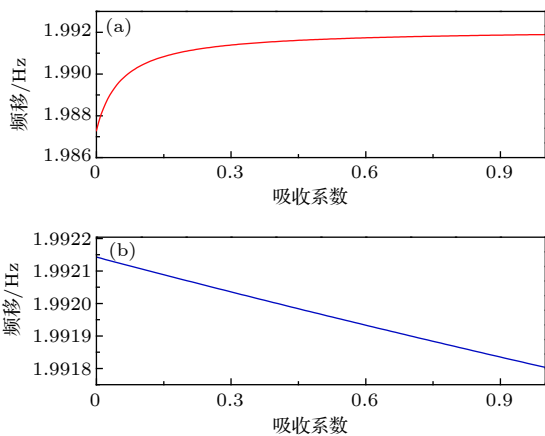


图 4 吸收系数对频移的影响

Fig. 4. Effect of the absorption coefficient on frequency shift.

能量等于辐射所散发出的能量^[22,23], 得到:

$$\Phi_1 = \pi r_3^2 c \rho(T_{\text{room}}), \quad (4a)$$

$$\Phi_2 = \pi(12r_1^2 + r_2^2) b c \rho(T_{\text{room}}), \quad (4b)$$

$$\Phi_3 = \pi(2r_5^2 + 2r_5h - r_3^2 - 12r_1^2 - r_2^2) a c \rho(T_{\text{cav}}), \quad (4c)$$

$$\Phi_4 = -\pi(12r_1^2 + r_2^2) b c \rho_{\text{cav}}, \quad (4d)$$

$$\Phi_5 = -\pi(2r_5^2 + 2r_5h - r_3^2 - 12r_1^2 - r_2^2) a c \rho_{\text{cav}}, \quad (4e)$$

$$\Phi_6 = -\pi r_3^2 c \rho_{\text{cav}}, \quad (4f)$$

Φ_1 为通过 Zeeman 减速器与真空腔体连接处进入真空腔体内的辐射散发的能量, Φ_2 为玻璃窗口内表面辐射散发的能量, Φ_3 为真空腔体内表面辐射散发的能量, Φ_4 为窗口内表面吸收的能量, Φ_5 为真空腔体内表面吸收的能量, Φ_6 为 Zeeman 减速器与真空腔体连接处真空腔体泄漏的能量, c 为光速, r_5 为圆柱型真空腔体的直径, h 为圆柱型腔体的高. 当达到平衡状态时,

$$(\Phi_1 + \Phi_2 + \Phi_3) + (\Phi_4 + \Phi_5 + \Phi_6) = 0, \quad (5)$$

能量密度为

由腔体吸收系数 a 的取值引起的频移变化量为 0.0035 Hz; 图 4(b) 中蓝色曲线表示 $a = 0.9$ 时, 吸收系数 b 与频移的关系, 即当腔体的吸收系数为 0.9 时, 由玻璃吸收系数 b 引起的频移变化量为 0.00035 Hz. 由于吸收系数引起的频移变化量所占的比例不足总频移量的千分之二, 所以由组成腔体的材料不同所造成的频移可以忽略, 即腔体内表面各部分吸收系数的大小对频移的影响可以忽略.

3 真空腔体内部温度的模拟

利用经过中国计量院校准的铂电阻 (PT100) 和数字万用表 (Agilent 34411A) 进行腔体表面温度的测量. 在铯原子光晶格钟正常运行时, 在真空腔体主腔周围设置了 5 个温度测温点, 见图 5, 测温点 1 位于靠近 Zeeman 减速器方向, 测温点 3 在蓝宝石窗口方向, 测温点 2 和测温点 4 位于腔体两侧, 测温点 5 悬挂真空腔体周围, 用于监测室温.

在铯原子光晶格钟运行时, 真空腔体温度达到

平衡时各个测温点的温度有差异, 具体如图 6 所示. 测温点 1 的平均温度为 22.06 °C, 测温点 2 的平均温度为 21.74 °C, 测温点 3 的平均温度为 22.23 °C, 测温点 4 的平均温度为 21.65 °C, 测温点 5 的温度波动为 0.72 °C. 由多次温度测量结果可知, 靠近铯炉和 Zeeman 减速装置方向的窗口的温度和靠近蓝宝石的窗口的温度较高.

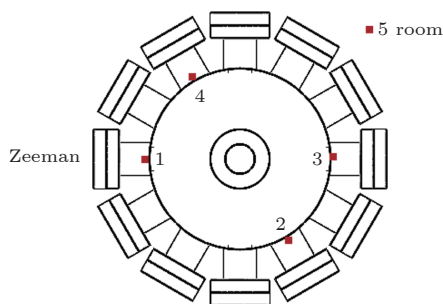


图 5 测温点的分布

Fig. 5. Distribution of the temperature points.

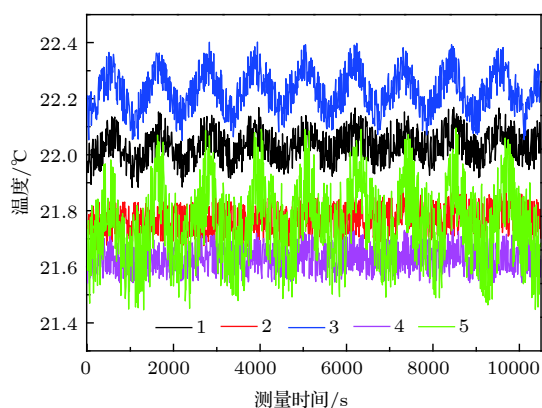


图 6 测温点的温度波动

Fig. 6. Temperature fluctuations at the temperature points.

通过有限元分析法得到真空腔内的温度分布. 温度模拟的目的是为了得到环境温度变化时原子团处的温度波动情况. 对真空腔体进行分析时, 需要建立一个封闭的腔体, 把 Zeeman 减速装置连接处和蓝宝石窗口连接处用两个普通的玻璃窗口来替代, 然后用 SolidWorks 绘图软件建立了封闭的真空腔体的模型.

我们选用了热稳态分析的分析类型, 将利用 SolidWorks 绘图软件建立的腔体模型导入到 ANSYS 软件中. 首先, 定义材料属性, 腔体的材料是 316L 不锈钢, 普通玻璃窗口的材料为 K9 玻璃, Zeeman 减速窗口的材料为蓝宝石. 在对材料进行热分析过程中, 需要定义与温度有关的量, 如密

度、比热和导热系数等. 分析真空腔体内部的温度分布时, 先将腔体内部的真空部分填充为实体, 通过调整其导热系数、热值和密度等参数使填充实体特性接近真空. 原子团部分用一个直径为 1 mm 的球体填充 (即球体为黑体), 此时, 球体的温度就等同于原子团处的温度. 为了保证在各个实体间有热传递, 对模型实体进行布尔运算操作, 使整个腔体为一个整体. 然后, 对整个腔体进行有限元网格划分. 在划分网格时, 较为复杂的模型通常采用自动网格划分的方法. 由于本文实验模型是不规则、且较为复杂的, 所以选用了自动网格划分. 通过设置各部分实体之间的关联度和网格尺寸, 得到的网格划分结果如图 7 所示.

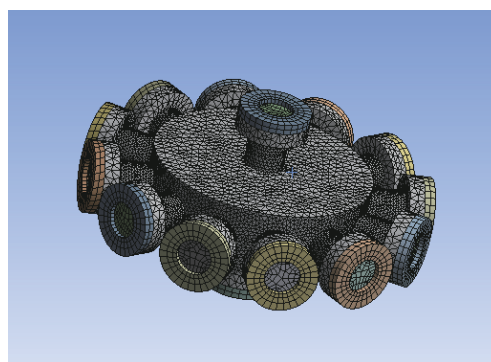


图 7 网格划分结果

Fig. 7. Result of meshing.

根据对热源的分析, 我们的模型除了室温辐射外其他辐射暂不考虑, 铯炉、Zeeman 减速装置和蓝宝石窗口的辐射单独计算. 由于测温点 1 靠近 Zeeman 减速装置, 测温点 3 靠近蓝宝石加热窗口, 选取测温点 1 和测温点 3 正对的法兰窗口作为恒定温度载荷. 在相同时间里温度波动较大的地方表明与空气发生热交换的速度快, 表现为对流换热系数大. 根据多次不同位置的测温结果, 在腔体侧表面和上下表面施加不同的对流系数. 由多次实际测温点温度与对应的模拟点温度的对比, 最终确定施加在内侧表面的对流系数为 $4 \text{ W}/(\text{m}^2\cdot\text{K})$, 外侧表面的对流系数为 $2.7 \text{ W}/(\text{m}^2\cdot\text{K})$, 施加在腔体上下表面施加对流系数为 $1.5 \text{ W}/(\text{m}^2\cdot\text{K})$. 在真空腔体内表面和玻璃窗口施加辐射载荷, 辐射系数分别取为 0.9 和 0.8, 黑体小球表面设置的辐射系数为 1, 初始温度设置为 293.15 K. 当我们得到的模拟值和测量值的温度差不超过 0.1 K 时, 认为选取的模型是合理的. 我们取小球的平均温度作为原子团所

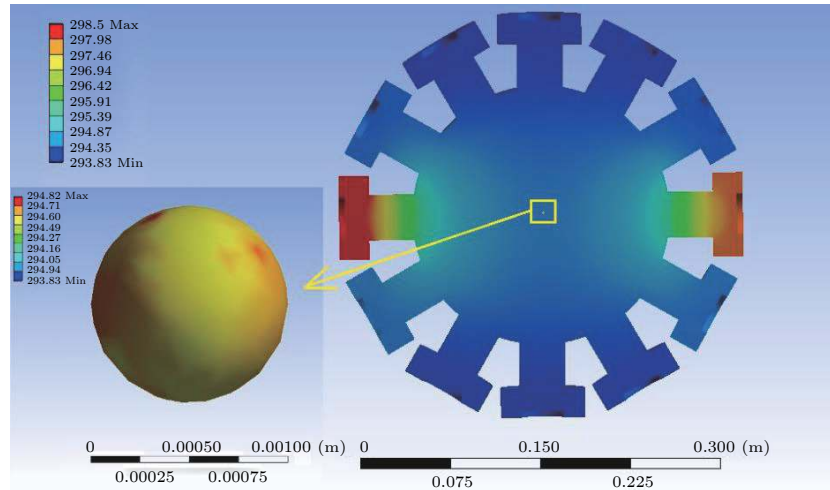


图 8 真空腔体内部温度分布

Fig. 8. Distribution of the internal temperature of the vacuum chamber.

处位置的温度 T_{eff} , 通过 ANSYS Workbench 的求解及后处理, 得到的模拟结果为: $T_{\text{eff}} = 294.57$ K, 相应的频移值为 $-2.11(1)$ Hz. 真空腔体内部温度分布如图 8 所示, 其中左下角的插图为中心处的原子团的温度分布. 从图 8 内插图可以看出原子团处的温度是不均匀的, 这是由于真空腔体周围的环境温度不是恒温引起的.

改变环境温度得到的原子团处的温度差值记为 ΔT_{eff} . 当环境温度变化 0.72 K 时, $\Delta T_{\text{eff}} = 0.34$ K. 其引起的不确定度为 2.3×10^{-17} , 加上原子炉和 Zeeman 减速窗口, 蓝宝石窗口以及室温透过玻璃窗口的影响, 得到的黑体辐射频移总的修正量为 $-2.13(1)$ Hz, 总的不确定度为 2.4×10^{-17} .

在以后的实验改进方面, 我们会将真空腔体置于恒温环境中, 或者置于黑体辐射腔里, 可以提高腔体周围环境温度的均匀性, 并且进一步提高软件模拟的精确度.

4 结 论

黑体辐射频移系统不确定度主要受原子团处温度波动的影响. 在真空腔体内没有安装内置测温装置的情况下, 为了更精确地测量黑体辐射频移的修正量及不确定度, 选择了理论分析计算、腔体表面温度的精确测量和软件模拟相结合的方法. 首先对热源和辐射系数进行了分析, 然后通过对真空腔体外表面温度的监测得到测温点温度的平均值, 最后利用 ANSYS 有限元分析软件对真空腔体内部的温度分布进行了模拟. 得到原子团周围的温度

为 294.57 K, 在腔体周围环境温度改变 0.72 K 时, 原子团所处的位置的温度变化值为 0.34 K. 最终得出总的黑体辐射频移修正量为 $-2.13(1)$ Hz, 不确定度为 2.4×10^{-17} .

参考文献

- [1] Derevianko A, Katori H 2011 *Rev. Mod. Phys.* **83** 331
- [2] Bloom B J, Nicholson T L, Williams J R, Campbell S L, Bishop M, Zhang X, Zhang W, Bromley S L, Ye J 2014 *Nature* **506** 71
- [3] Hinkley N, Sherman J A, Phillips N B, Schioppo M, Lemke N D, Beloy K, Pizzocaro M, Oates C W, Ludlow A D 2013 *Science* **341** 1215
- [4] Nicholson T L, Campbell S L, Hutson R B, Marti G E, Bloom B J, McNally R L, Zhang W, Barrett M D, Safronova M S, Strouse G F, Tew W L, Ye J 2015 *Nat. Commun.* **6** 6896
- [5] Ushijima I, Takamoto M, Das M, Ohkubo T, Katori H 2015 *Nat. Photon.* **9** 185
- [6] Campbell S L, Hutson R B, Marti G E, Goban A, Oppong N D, Mcally R L, Sonderhouse L, Robinson J M, Zhang W, Bloom B J, Ye J 2017 *Science* **358** 90
- [7] McGrew W F, Zhang X, Fasano R J, Schäffer S A, Beloy K, Nicolodi D, Brown R C, Hinkley N, Milani G, Schioppo M, Yoon T H, Ludlow A D 2018 *Nature* **564** 87
- [8] Derevianko A, Pospelov M 2014 *Nat. Phys.* **10** 933
- [9] Kolkowitz S, Pikovski I, Langellier N, Lukin M D, Walsworth R L, Ye J 2016 *Phys. Rev. D* **94** 124043
- [10] Blatt S, Ludlow A D, Campbell G K, Thomsen J W, Zelevinsky T, Boyd M M, Ye J, Baillard X, Fouché M, Le Targat R, Brusch A, Lemonde P, Takamoto M, Hong F L, Katori H, Flambaum V V 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 140801
- [11] Godun R M, Nisbet-Jones P B R, Jones J M, King S A, Johnson L A M, Margolis H S, Szymaniec K, Lea S N, Bongs K, Gill P 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 210801
- [12] Huntemann N, Lipphardt B, Tamm C, Gerginov V, Weyers S, Peik E 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 210802
- [13] Ludlow A D, Boyd M M, Ye J, Peik E, Schmidt P O 2015 *Rev. Mod. Phys.* **87** 637

- [14] Yudin V I, Taichenachev A V, Okhapkin M V, Bagayev S N, Tamm C, Peik E, Huntemann N, Mehlstäubler T E, Riehle F 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 030801
- [15] Beloy K, Hinkley N, Phillips N B, Sherman J A, Schioppo M, Lehman J, Feldman A, Hanssen L M, Oates C W, Ludlow A D 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 260801
- [16] Wang Y B, Yin M J, Ren J, Xu Q F, Lu B Q, Han J X, Guo Y, Chang H 2018 *Chin. Phys. B* **27** 023701
- [17] Wang Y B, Lu X T, Lu B Q, Kong D H, Chang H 2018 *Appl. Sci.* **8** 2194
- [18] Itano W M, Lewis L L, Wineland D J 1982 *Phys. Rev. A* **25** 1233
- [19] Hollberg L, Hall J L 1984 *Phys. Rev. Lett.* **53** 230
- [20] Porsev S G, Derevianko A 2006 *Phys. Rev. A* **74** 020502
- [21] Safronova M S, Porsev S G, Safronova U I, Kozlov M G, Clark C W 2013 *Phys. Rev. A* **87** 012509
- [22] Middelmann T, Lisdat C, Falke S, Winfred J S R V, Riehle F, Sterr U 2011 *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **60** 2550
- [23] Middelmann T, Falke S, Lisdat C, Sterr U 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 263004
- [24] Falke S, Lemke N, Grebing C, Lipphardt B, Weyers S, Gerginov V, Huntemann N, Hagemann C, Al-Masoudi A, Häfner S, Vogt S, Sterr U, Lisdat C 2014 *New J. Phys.* **16** 073023

Evaluation of blackbody-radiation frequency shift in strontium optical lattice clock*

Li Ting¹⁾³⁾ Lu Xiao-Tong¹⁾²⁾ Zhang Qiang¹⁾²⁾ Kong De-Huan¹⁾²⁾
Wang Ye-Bing^{1)2)†} Chang Hong^{1)2)‡}

1) (*Key Laboratory of Time and Frequency Primary Standards of Chinese Academy of Sciences, National Time Service Center, Xi'an 710600, China*)

2) (*School of Astronomy and Space Science, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

3) (*College of Physics and Materials Science, Henan Normal University, Xinxiang 453007, China*)

(Received 28 December 2018; revised manuscript received 23 February 2019)

Abstract

The frequency shift caused by blackbody radiation is one of the dominant corrections to the evaluation of the optical lattice clock. The frequency shift of blackbody radiation is closely related to the dynamic and static correction factor, ambient temperature and atomic polarizability. The blackbody radiation shift is mainly affected by ambient temperature. During the normal operation of the strontium atom optical lattice clock, the experimental environment and other heat sources around the vacuum cavity have complicated the environment around the vacuum cavity, resulting in the fact that the external surface temperature of the vacuum cavity does not truly reflect the temperature change of the vacuum cavity. For the strontium atomic optical clock experimental apparatus of the National Time Service Center, the uncertainty and correction of the blackbody radiation frequency shift are evaluated by the theoretical analysis, measurement of the temperature of the vacuum cavity outer surface, and software simulation. Among them, the frequency shift of black body radiation caused by strontium atom furnace, sapphire heating window, room temperature radiation entering into the vacuum cavity through the window plate, and the thermal radiation at the atomic group caused by Zeeman reducer are analyzed. Five temperature measuring points are set on the external surface of the vacuum chamber, and the temperature changes on the external surface of the vacuum chamber are monitored in real time by using the calibrated platinum resistance temperature sensor while the system is running normally. We obtain the average temperature of the five temperature measuring points. The model of vacuum cavity is established by using the SolidWorks. The method of finite element analysis is used to simulate the variation of the temperature around atom samples. We also obtain the temperature distribution around the atomic groups in the vacuum cavity. The result shows that the temperature around atoms varies with the temperature of the vacuum cavity. When the temperature of the ambient temperature changes 0.72 K, the fluctuation of the temperature around the atoms is 0.34 K. Finally, the total correction of blackbody radiation of the system is evaluated to be $-2.13(1)$ Hz, and the correction uncertainty is about 2.4×10^{-17} .

Keywords: strontium optical lattice clock, thermal radiation, blackbody radiation shift, finite element analysis

PACS: 37.10.Jk, 44.40.+a, 32.70.Jz, 47.11.Fg

DOI: 10.7498/aps.68.20182294

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11803042, 11474282, 61775220), the Key Research Project of Frontier Science of the Chinese Academy of Sciences (Grant No. QYZDB-SSW-JSC004), and the Project of Youth Innovation Talents of NTSC.

† Corresponding author. E-mail: wangyebing@ntsc.ac.cn

‡ Corresponding author. E-mail: changhong@ntsc.ac.cn