

Research on MEMS-Based Rb-85 Filter in Miniaturized Passive Rubidium Atomic Clock *

GUO Hang *, WANG Sheng-gui

(Peir Tung Sah MEMS Research Center, Xiamen University, Xiamen Fujian 361005, China)

Abstract : This paper presents an analysis and design of a micromachined Rb-85 filter for passive rubidium atomic clock. By introducing the Lorentzian shape functions into the derived output light intensity equation of the filter for a monochromatic light, a formula of light intensity in a filter with a light spectrum input is set up, and parameters in this formula involving transition coefficient, frequency shifts and linewidth are studied and determined. Based on these, a micromachined Rb-85 filter with high filtering performance is designed, in which more than 90% of σ -line component in the light spectrum input from the Rb-87 lamp is filtered but π -line component is weakened less than 3%. Compared the MEMS filter with the conventional filter, the MEMS filter not only reduces the size and power consumption, but also acquires the better filter effect.

Key words : quantum physics; Rb-85 filter; MEMS; passive rubidium atomic clock; linewidth; frequency shift

EEACC :7130;7320 K

用于微型化铷原子钟的 MEMS Rb-85 滤光泡的研究 *

郭 航 *, 王盛贵

(厦门大学萨本栋微机电研究中心, 福建 厦门 361005)

摘 要 : 研究并提出一种分析设计 Rb 气泡原子钟微型 Rb-85 滤光泡的方法。从量子物理出发, 通过为 Rb 灯的发射光谱引入 Lorentzian 线形函数, 得到一个滤光泡内的光强与入射光强的关系式, 其中包含了跃迁系数、频移、谱线宽度等参数, 通过研究确定这些参数并最终建立一个具有高吸收效率的滤光泡的理论模型。基于这种方法, 我们设计了 MEMS 滤光泡, Rb-87 灯射出的光谱经过该滤光泡后, 90% 多的 σ 线被吸收, 而 π 线则只衰减不到 3%, 因此, MEMS 滤光泡不仅可以大幅度减小体积与功耗, 其滤光效果也更为优越。

关键词 : 量子物理; Rb-85 滤光泡; MEMS; Rb 原子钟; 线宽; 频移

中图分类号 :O455

文献标识码 :A

文章编号 :1004-1699(2009)05-0659-05

原子钟也称为原子频标, 可以为卫星通信技术、全球卫星定位系统 (GPS)、雷达系统、交通控制系统以及电力调度等提供精确时间标准。传统的原子钟, 体积大, 功耗高。在过去的 20 年里, MEMS 技术发展十分迅速, 目前已经成为一个开发平台, 在这个平台上, 不同领域的科学家与工程技术人员可以探讨各种微型小型化系统。因此, 许多研究小组正在用 MEMS

技术来使原子钟的核心的物理部份 (Physics Package) 微型化, 在满足频率/时间稳定性的要求的前提下, 大幅度减小体积与功耗^[1-2]。由美国国家标准技术局 (NIST) 等研制的微型原子钟都是基于相干布居囚禁 (Coherent Population Trapping, 简称 CPT) 原理, 采用垂直腔表面发射激光管 (Vertical Cavity Surface Emitting Laser, 简称 VCSEL) 作为光源。这种方案

基金项目:福建省重大科技项目前期研究项目资助(2005HZ1021);厦门大学引进人才科研启动基金资助(0000-X07191)

收稿日期:2009-01-12 修改日期:2009-03-03

体积与功耗都很小。但基于激光(包括 VCSEL)的原子频标虽然频率的短稳指标甚至优于传统的原子频标,但其频率长期稳定性一直没有在实际应用中得到验证。而在各种各样的原子频标中,被动式铷原子钟具有良好的频率长期稳定度,易于微型化,并且在地面以及卫星上都经过了长达十多年的实践检验。因此,作者以前在进行芯片级原子钟研究的基础上^[3],致力于应用 MEMS 技术开发一种微型化的被动式铷原子钟。

图 1(a) 是被动式铷原子钟也称为铷气泡式原子频标的基本工作原理图,即通过原子跃迁吸收的信号来控制本振晶体来输出一个稳定的频率/时间信号。图 1(b) 是我们提出的应用 MEMS 技术来制造的物理部分的示意图。它包括的⁸⁷Rb 谱灯、⁸⁵Rb 滤光泡、⁸⁷Rb 吸收泡与光电探测器,外面包有隔热层,其中⁸⁷Rb 谱灯、⁸⁵Rb 滤光泡、⁸⁷Rb 吸收泡都是应用 MEMS 技术来制作。常规的滤光泡是用玻璃做成的,是直径约 1 cm、长度约 0.5 ~ 1 cm 的圆柱形玻璃泡,对 D₁ 线的滤光效率达 90% 以上,但对 D₂ 线也会造成 30% 左右的减弱。运用 MEMS 技术制造的滤光泡,厚度可以减小 1 mm 以下,因此能耗可以急剧降低,但必须保证有较好的滤光效果,不仅对 D₁ 线有很好的滤光效率,对 D₂ 线的减弱要尽可能低,以使紧挨着滤光泡的 Rb-87 吸收泡能够获得较强的 D₁ 线信号。

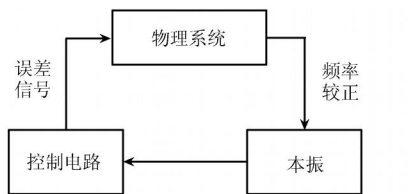


图 1(a) 原子钟的基本工作原理图

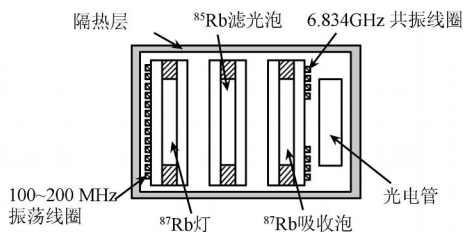


图 1(b) MEMS 设计的物理部分的结构图

在本文中,我们从理论上深入分析滤光泡滤光的过程,建立起一个滤光泡的理论分析模型,并运用此模型进行 MEMS 85_{Rb} 滤光泡的设计。

1 理论分析

铷元素在自然界中有两种同位素:⁸⁵Rb 和 ⁸⁷Rb。它们的能级图及跃迁谱线图如图 2 所示。由

于基态和激发态的超精细结构引起的谱线分裂,D₁ 线和 D₂ 线分别包含 D₁ 线和 D₂ 线。而各自的 D₁ 线又由更多的谱线组成,但是,由多普勒效应引起的多普勒线宽可达 500 MHz,由激发态的精细结构引起的谱线分裂与之相比,可以忽略,因此这里我们不予以考虑^[4]。

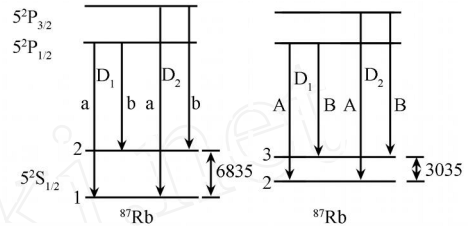


图 2(a) 铷原子的能级以及能级之间的跃迁谱线,D₁ ,D₂ 线

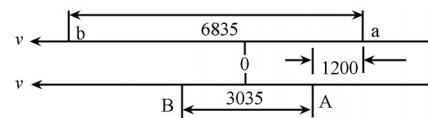


图 2(b) 两种同位素基态能级的超精细结构的相对位置。(MHz)

⁸⁷Rb 灯发出的光谱线经过⁸⁵Rb 的滤光泡,线被吸收。如图 2(a) 所示,⁸⁵Rb 和⁸⁷Rb 的谱线很相似,图 2(b) 又告诉我们⁸⁵Rb 的 A 线和⁸⁷Rb 的 D₁ 线离得很近,B 线和 D₂ 线离得比较远,因为,⁸⁵Rb 可以用来吸收⁸⁷Rb 的 D₂ 线,而保留 D₁ 线。但是,由于,A 线和 D₁ 线的位置并不十分精确地重合,因此需要在滤光泡中充入缓冲气体,使⁸⁵Rb 的谱线发生频移,并与⁸⁷Rb 的 D₁ 线重合,达到最佳的滤光效果。

1.1 滤光泡的出射光强

光经过滤光泡后的出射光强与泡的长度,泡内压强等参数有关。为了得到最短的泡的厚度,我们需要推导出出射光强同泡的厚度的关系式。

图 3 给出的是理论分析滤光泡的结构图。将滤光泡被分割成许多薄片,对于每一个薄片,有:

$$d = \frac{dE}{V} \tag{1}$$

其中: dE 是光每经过一个薄片所损耗的光能量, V 是薄片的体积, d 是能量密度的变化量。

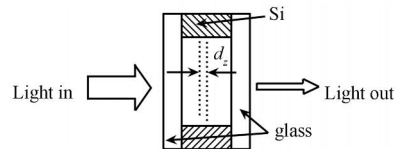


图 3 Rb-85 滤光泡的分析模型

每一个薄片对光强的吸收功率可表示为^[6]:

$$W_{nm} = B_{nm} \cdot n \cdot V \cdot h \tag{2}$$

其中: B_{nm} 是入射光的频率为 ν 时的跃迁系数, n 是 Rb-85 的原子数密度,

$$dE = W_{nm} \cdot dt = - B_{nm} \cdot n \cdot V \cdot h \cdot dz \quad (3)$$

式中: dt 是光通过薄片所需要的时间。

$$dt = \frac{dz}{c} \quad (4)$$

其中: dz 是薄片的厚度,而 c 是光速。于是可以得出:

$$\frac{d}{dz} = - \frac{1}{c} B_{nm} \cdot n \cdot h \cdot dz \quad (5)$$

两边积分得

$$\frac{1}{I_0} = \exp(- \frac{1}{c} B_{nm} \cdot n \cdot h \cdot z) \quad (6)$$

式中: I_0 是 $z = 0$ 处的光能量密度。因为光强 I 与 I_0 成正比,由此可得出光强 I 的表达式:

$$I = I_0 \exp(- \frac{1}{c} B_{nm} \cdot n \cdot h \cdot z) \quad (7)$$

式中 I_0 是频率为 ν 的入射光光强。

以上的计算都是在单色光入射的前提下进行的,但单色光是理想情况,任何光谱都有一定的谱线宽度,都有一定的线形。同时吸收谱线也有一定的线形。常见的线形有 Lorentzian 线形和 Gauss 线形。⁸⁷Rb 灯发出的光谱的谱线形接近于 Lorentzian 线形^[5],为了修正式(7),使之适用于普通光入射,我们引入线形函数 $g(\nu)$,它具有如下性质^[6]:

$$\int_0^\infty g(\nu) d\nu = 1 \quad (8)$$

这样式(7)中的 I_0 应该改成 $I_{0in}(\nu)$,并且有:

$$I_{0in}(\nu) = I_{0T} g_1(\nu) \quad (9-a)$$

$$I_{0T} = \int_0^\infty I_{0in}(\nu) d\nu \quad (9-b)$$

式中: I_{0T} 是入射光的总光强, $g_1(\nu)$ 是入射光谱的线形函数。同样,跃迁系数 B_{nm} 也应该改成 $B_{nm}(\nu)$,

$$B_{nm}(\nu) = B_{nm} g_2(\nu) \quad (10-a)$$

$$B_{nm} = \int_0^\infty B_{nm}(\nu) d\nu \quad (10-b)$$

式中: $g_2(\nu)$ 是吸收谱线的线形函数。于是,我们得到修正后的式(7)为:

$$I_{out}(\nu) = I_{0T} g_1(\nu) \exp[- \frac{1}{c} B_{nm}(\nu) \cdot n \cdot h \cdot z] \quad (11)$$

Lorentzian 函数的表达式为^[5]:

$$g(\nu) = \frac{1}{2} \frac{\gamma}{(\nu - \nu_0)^2 + (\gamma/2)^2} \quad (12)$$

式中: ν_0 是谱线的中心频率, γ 是谱线的宽度, ν 是频移。这样,⁸⁵Rb 滤光泡的出射光强可表示为

$$I_{out}(\nu) = I_{0T} \frac{1}{2} \frac{1}{[\nu - (\nu_1 - \nu_0)]^2 + (\gamma/2)^2} \times \exp\left[- \frac{nz B_{nm} h}{c} \frac{1}{[\nu - (\nu_2 - \nu_0)]^2 + (\gamma/2)^2}\right] \quad (13)$$

式中: ν_1 、 ν_0 、 ν_2 分别是由⁸⁷Rb 灯发出的进入滤光泡的入射⁸⁷Rb 光谱的中心频率、频移和线宽, ν_2 、

ν_1 、 ν_2 分别是⁸⁵Rb 吸收谱线的中心频率、频移和线宽。为了得到出射光强,需要知道式(13)中的各参数的值。

1.2 受激发射系数 B_{nm}

二能级之间的自发辐射与受激辐射之间的关系可由爱因斯坦关系式得到^[6],它的表达式是:

$$B_{nm} = B_{mn} \quad (14-a)$$

$$\frac{B_{nm}}{A_{nm}} = \frac{2c^3}{h^3 \nu^3} \quad (14-b)$$

下标 m, n 分别代表跃迁的高能级和低能级。 A_{mn} 是自发辐射系数,由自发辐射寿命所决定,与外部辐射场无关。 B_{nm} 是受激吸收系数。自发辐射系数与自发辐射寿命有如下关系

$$A_{nm} = \frac{1}{\tau_m} \quad (15)$$

τ_m 是能级寿命,可以通过实验室来测定。

将式(15)代入式(14)中,可以得到

$$B_{nm} = \frac{2c^3}{h^3 \nu^3} \quad (16)$$

1.3 频移

滤光泡中有两种主要的频移,一是光频移,光照射在原子上会使它的能级发生偏移导致吸收谱线的频移,另一种是缓冲气体的碰撞频移。缓冲气体是为了减小原子同容器壁碰撞的弛豫作用,抑制多普勒增宽,但铷原子同缓冲气体的碰撞也会造成谱线的频移。

对于光频移,我们采用二能级系统,将光照当作是微扰,运用微扰理论可以算出原子的能级^[7]:

$$E_m = E_m + \frac{1}{h} \frac{H_{nm} / \nu^2}{(\nu_0 - \nu)} \quad (17-a)$$

$$E_n = E_n + \frac{1}{h} \frac{H_{nm} / \nu^2}{(\nu - \nu_0)} \quad (17-b)$$

很显然,谱线的频移为

$$\nu = \frac{(E_m - E_n) - (E_m - E_n)}{h} = \frac{2}{h} \frac{H_{nm} / \nu^2}{(\nu_0 - \nu)} \quad (18)$$

由式中我们可以看出,光频移是入射光的频率的函数,总频移是对 ν 的积分。如果入射光谱的线形是关于 ν_0 对称的,就可以使总的频移是零。

缓冲气体在减弱容器壁碰撞弛豫,抑制多普勒增宽的同时,也会引入谱线频移,它与缓冲气体的压强有关,可表示为^[5]:

$$\nu = \nu_0 + p \quad (19-a)$$

$$g = \frac{\nu - \nu_0}{p} = 1 \quad (19-b)$$

式中: ν_0 是中心频率, p 是缓冲气体的压强, g 是频移系数,这与缓冲气体的种类有关,可由实验室测得。氙气的频移系数为^[8]:

$$D_1 = -18 \text{ MHz} \cdot \text{Torr}^{-1} \quad (20-a)$$

$$D_2 = -14 \text{ MHz} \cdot \text{Torr}^{-1} \quad (20-b)$$

因此,为了让吸收谱线向左频移 1 200 ~ 1 400 MHz,需要充入一定压强的氩气作为缓冲气体。

1.4 谱线增宽

在滤光泡中, ⁸⁵Rb 吸收谱线的线宽主要是由自发辐射寿命、自旋交换碰撞及与缓冲气体的碰撞造成的。

由辐射寿命引起的谱线宽度又叫自然宽度。我们从不确定性原理出发,

$$E \cdot t \approx h \quad (21)$$

将时间的不确定性 t 用 Δt 替代, E 用 $h\nu$ 来替代,可以得到线宽表达式:

$$\Delta \nu \approx \frac{1}{\Delta t} \quad (22)$$

铷的 P 激发态的辐射寿命为^[9]:

$$\tau_{P_{3/2}} = 26.25 \text{ ns} \quad (23-a)$$

$$\tau_{P_{1/2}} = 27.75 \text{ ns} \quad (23-b)$$

则可得到铷原子激发态的自然宽度的近似值:

$$\Delta \nu_1 = 35.1 \text{ MHz} \text{ 对 } P_{1/2} \text{ 激发态} \quad (24-a)$$

$$\Delta \nu_2 = 37.7 \text{ MHz} \text{ 对 } P_{3/2} \text{ 激发态} \quad (24-b)$$

铷原子与缓冲气体之间的碰撞包括弹性碰撞和非弹性碰撞,碰撞会缩短电子在激发态停留的时间,从而造成谱线的增宽。该谱线增宽由下式给出^[5]:

$$\Delta \nu_b = n_b \bar{v} \sigma_b = \frac{p}{kT} \bar{v} \sigma_b \quad (25)$$

式中 n_b 是缓冲气体的粒子浓度, σ_b 是碰撞截面。 \bar{v} 是分子的平均运动速度。 p 是气体压强。

自旋交换碰撞是一种特殊的弹性碰撞。是碰撞原子在碰撞瞬间互相交换电子的自旋态,从而导致能级跃迁。与缓冲气体的压强有关,因此也可以写成^[9]

$$\Delta \nu_{ex} = n_{ex} \bar{v} \sigma_{ex} = \frac{p}{kT} \bar{v} \sigma_{ex} \quad (26)$$

σ_{ex} 是弹性碰撞截面。

由以上两式可以看出,由与缓冲气体碰撞造成的谱线增宽可以统一写成:

$$\Delta \nu = \sigma_b + \sigma_{ex} = p \quad (27)$$

式中 σ 是碰撞增宽系数,其近似值为^[10]。

$$10 \sim 20 \text{ MHz} \cdot \text{Torr}^{-1} \quad (28)$$

由以上讨论,我们可以确定由缓冲气体造成的谱线增宽的值。

2 滤光泡设计

由 Rb-85 出射光的光强方程以及相关参数,我们可以进行微型滤光泡的设计。图 3 所示的滤光泡中间的正方形开口是 5 mm。因此,我们只需要确

定滤光泡的厚度以及泡内缓冲气体的压强。

传统的被动式铷原子钟,滤光泡的厚度约 1 cm 左右,氩气作为缓冲气体。我们要求滤光泡的厚度尽可能的薄,这样可以减小原子钟的体积,降低功耗。图 4 和图 5 是指在不同的缓冲气体压强下, D_1 和 D_2 线中的 α 线的光强在滤光泡内的减弱情况。由图可以看出,当缓冲气体压强为 65 Torr,滤光泡厚度为 1 mm 时, α 线光强减少超过 90%。从图 6 可以看出,当厚度为 1 mm 时,泡内缓冲气体的压强对 D_1 线和 D_2 线中的 α 线的过滤有一个最佳值,在 65 Torr 左右。为了进一步比较滤光泡分别对 D_1 和 D_2 线中的 α 线和 β 线的过滤和吸收情况,我们画出在不同的缓冲气体压强下, α 线和 β 线在经过 1 mm 厚度的滤光泡后的出射光强,如图 7 和图 8。由图可知,对于 MEMS 滤光泡,当缓冲气体为 65 Torr 时, α 线被吸收超过 90%,而 β 线只被吸收不到 3%。

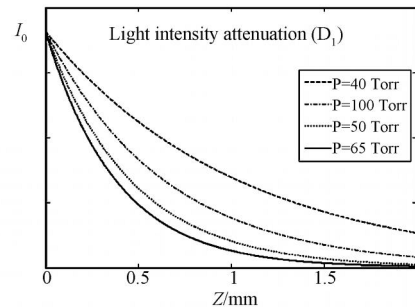


图 4 不同缓冲气体(氩气)压强下, D_1 线中的 α 线的光强随泡厚的减弱情况

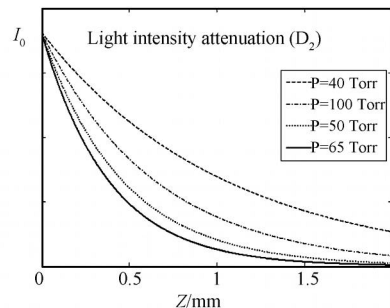


图 5 不同缓冲气体(氩气)压强下, D_2 线中的 α 线的光强随泡厚的衰减情况

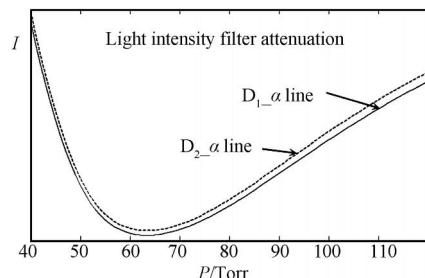


图 6 在滤光泡的厚度取 1 mm 的前提下,不同的缓冲气体压强对 D_1 线和 D_2 线中 α 线的过滤情况。

与常规的 Rb-85 滤光泡相比,不仅对 α 线的吸收达到了要求,同时也大幅度降低了对 β 线的减弱,性能优于常规的 Rb-85 滤光泡,因此 MEMS 滤光泡不仅可以大幅度减小体积与功耗,其滤光效果也更为优越。

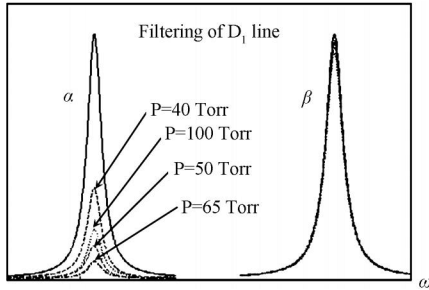


图 7 D_1 线中的 α 线和 β 线的过滤和吸收情形。设 α 线与 β 线具有相同的瞬时光强并取谱线增宽系数为 $15 \text{ MHz} \cdot \text{Torr}^{-1}$

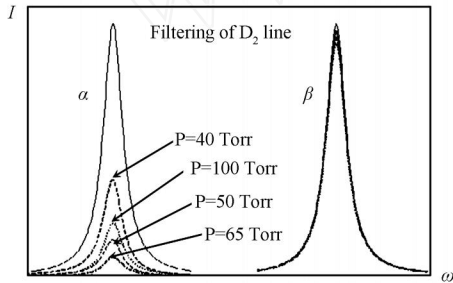


图 8 D_2 线中的 α 线和 β 线的过滤和吸收情形。设 α 线与 β 线具有相同的瞬时光强并取谱线增宽系数为 $15 \text{ MHz} \cdot \text{Torr}^{-1}$

3 结论

本文,我们对滤光泡的滤光过程提出一个理论模型,得出滤光泡出射光强的表达式,并且确定式中各个参数。利用这个式子对滤光泡的滤光效果进行分析,得到了较好结果。由此我们可以设计一个具

有高滤光效果的 MEMS 滤光泡,与常规的 Rb-85 滤光泡相比,不仅对 α 线的吸收达到了要求,同时也大幅度降低了对 β 线的减弱,并且体积与功耗都大为减小。

参考文献:

- [1] Knappe S, Liew L, Shah V, Schwindt P. A Microfabricated Atomic Clock[J]. Appl. Phys. Lett., 85, 1460, 2004.
- [2] Lutwak R, Vlitas P, Varghese. The MAC-A Minizuirized Atomic Clock [C]// Proc. of 2005 IEEE Frequency Control Symposium and Exposition, 2005:6.
- [3] Chung-Hoon Lee, Hang Guo, Shankar Radhakrishnan. A Batch Fabricated Rubidium-vapor Resonance Cell For Chip-Scale Atomic Clocks[J]. Solid-State Sensor, Actuator and Microsystems. 2004:23-26.
- [4] Vanier J, Claude A. The Quantum Physics of Atomic Frequency Standard [M]. Bristol and Philadelphia, 1989.
- [5] Wang Yiqiu. Quantum Frequency Standards [M]. Science Publisher, Beijing, 1986.
- [6] Dale Grime, Craig A Grimes. The Electromagnetic Origin of Quantum Theory and Light[M]. World Scientific Publisher, 2002.
- [7] Esheng Chen. Fundamental of Quantum Mechanics[M]. Shangdong University Publisher, Shangdon, 2003.
- [8] Ch'en S Y, M Takeo. Broadening and Shift of Spectral Lines Due to the Presence of Foreign Gases[J]. Rev. Mod. Phys., 29(1):20-73, 1957.
- [9] Gutterres, Amiot, Fioretti. Determination of the 87Rb 5p State Dipole Matrix Element and Radiative Lifetime from the Photoassociation Spectroscopy of the Rb_2 - ($P_3/2$) Long-Range State[J]. Phys. Rev. A 66, ,2002.
- [10] Matsuda I, Shiomi N, Kuramochi N. 87Rb Resonant Frequency Change Due to the Spectral Profile of the Pumping Light[J]. Bulletin of Research Laboratory of Precision Machinery and Electronics, 1977,40:7-16.



郭 航(1967-),男,2002 年于美国威斯康星大学电子与计算机工程系获博士学位,现任厦门大学萨本栋微机电研究中心教授,副主任,研究方向为微机电系统、MEMS 技术在超声领域的应用、集成电路设计与制造以及纳米技术。主持承担了国家“863”高技术计划项目,国家自然科学基金课题等, hangguo@xmu.edu.cn



王盛贵(1985-),男,硕士研究生,研究方向为 MEMS 技术在原子频标领域的应用、MEMS 红外传感器, wangshenggui1985@163.com