DOI:10.11921/j.issn.2095-8382.20210308

基于光热膨胀效应的光驱自激单摆

葛大丽

(安徽建筑大学 土木工程学院,安徽 合肥 230601)

 摘 要:自激振荡可利用运动状态反馈等机制实现自主吸收环境能量,开发新型自激振荡系统可推动自适应 主动机器的进一步发展。基于光热膨胀材料提出一种单摆结构,通过建立光热响应摆动力学模型,从理论上 研究了单摆的光驱自激振荡现象。结果表明,单摆有静态模式和振荡模式两种运动模式。在阐明了自激振荡 机理及其触发条件后,进一步全面探讨了系统参数对振动幅值和频率的影响。
 关键词:光热膨胀;自激振动;光热驱动;单摆

中图分类号: TU501 文献标识码: A 文章编号: 2095-8382 (2021) 01-052-07

Optical Drive Self-excited Simple Pendulum Based on Photothermal Expansion Effect

GE Dali

(School of Civil Engineering, Anhui Jianzhu University, Hefei 230601, China)

Abstract: The self-excited oscillation can absorb environmental energy autonomously by the motion state feedback mechanism, and the development of a new self-excited oscillation system can promote the further development of adaptive active machines.Based on the photothermal expansion material, a simple pendulum structure is proposed.By establishing the dynamic model of the photothermal response pendulum, the self-excited oscillation phenomenon of the simple pendulum is theoretically studied.The results show that the pendulum has two modes: static mode and oscillatory mode.After clarifying the mechanism of self-excited oscillation and its triggering conditions, the influence of system parameters on the amplitude and frequency of vibration is further discussed comprehensively. **Key words:** Photothermal expansion; Self-excited vibration; Photothermal drive; Simple pendulum.

利用材料的光热膨胀效应吸收光能并将之转 换为热能实现微驱动,具有能源清洁、结构简单、非 接触、可远程操控、主体可微小化和集成化等优点, 是一种具有广泛应用前景的新型微驱动机构,并吸 引众多学者关注^[1-3]。一方面随着新型智能材料 的深入研究,已证实碳纳米管、石墨烯和氧化石墨 烯等具有良好的光热效应^[4-7];另一面自激振荡在 稳定环境下以自身的运动状态为调节器,平衡输入 能量和耗散能量,实现连续周期性运动。在机器人 领域得到了广泛的应用,比如稳定步行的双足膝关 节机器人^[8]、三足机器人^[9],在摩擦碰撞下运行的 啄木鸟机器人^[10],管道爬行微机器人^[11]、游泳机器 人^[12]等。

在以光热效应为主的系统可实现自激振动^[13-14]。随着光热响应材料研究的深入,虽然基于光热响应材料的自激振荡研究取得了一定进展,但自激振荡的模式研究还不够充分,限制了自激振荡的潜在应用。本文以普通光热膨胀材料作为摆 线构造单摆,并根据光热效应建立了单摆变摆长控制方程,通过数值计算,研究了光热响应摆的自激

收稿日期: 2021-02-03

基金项目: 安徽高校自然科学研究项目重点项目(KJ2020A0449)。

作者简介: 葛大丽(1981-), 女, 硕士, 讲师, 研究方向: 力学数值计算。

⁽C)1994-2021 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

摆动特性。

1 模型和公式

1.1 单摆动力学方程

如图 1 所示,在稳定光照射下由光热膨胀材料 制作的单摆。由质量忽略不计的光热胀纤维制成 的摆线一端系在固定点上 *O*,另一端悬挂一个大小 忽略不计且质量为 *m* 的摆球。单摆中心区域为无 光照暗区,其余两侧区域对称光照,其中光照区边 界与对称轴 *Ox* 的夹角为 *φ*。图 1 中单摆在摆动过 程中,摆线在中间暗区逐渐收缩,在暗区外的光照 区逐渐伸长。单摆的位置可以用随时间 *t* 变化的 摆长 *r* 和摆角 *θ* 表示。在平面极坐标系中,两个相 互垂直的单位矢量 *e*_r 和 *e*_θ 分别沿摆长 *r* 和摆角 *θ* 增加方向。



图 1 基于光热胀摆线的光热响应摆示意图

单摆在摆动过程中,摆球沿 e_{θ} 方向和 e_{r} 方向 的速度和加速度分别为

 $v_{\theta} = r\dot{\theta}, a_{\theta} = r\ddot{\theta} + 2\dot{r}\dot{\theta} \quad v_r = \dot{r}, a_r = \ddot{r} - r\dot{\theta}^2 \qquad (1)$

其中 \dot{r} 和 $\dot{\theta}$ 分别是一阶导 dr/dt和 d θ/dt , \ddot{r} 和 $\ddot{\theta}$ 分别是二阶导 d² $r/d^{2}t$ 和 d² $\theta/d^{2}t$ 。

如图 1 所示, mg 表示摆球所受重力, F 为摆线 张力, F_{θ} 和 F_{r} 分别表示摆球的空气阻尼力在 e_{θ} 和 e_{r} 方向分量, 忽略摆线的空气阻尼力。假设摆球的 空气阻尼力大小与球的速度成正比, 方向与球的速 度相反。单摆的动力学控制方程为

$$m(r\ddot{\theta} + 2\dot{r}\dot{\theta}) = -mg\sin\theta - \beta\dot{\theta}r \qquad (2a)$$

$$m(\ddot{r} - r\dot{\theta}^2) = mg\cos\theta - \beta\dot{r} - F \qquad (2b)$$

其中 β 为线性空气阻尼系数。为了研究具有 光热响应的单摆的光热运动及其机理,将式(2)改 写成:

$$\ddot{\theta} = -(\frac{2\dot{r}}{r} + \frac{\beta}{m})\dot{\theta} - \frac{g}{r}\sin\theta \qquad (3a)$$

$$F = mg\cos\theta - \beta\dot{r} - m(\ddot{r} - r\dot{\theta}^2)$$
(3b)

1.2 热胀纤维光照理论

与摆球尺寸比较,摆线半径非常小,因此忽略 光照对摆球尺寸的影响,只考虑热胀纤维摆线的光 热交换且摆线温度均匀,由光热效应知,摆线在将 光能转化为热能时温差T与光源照射强度q之间 满足以下关系式:

$$\dot{T} = \frac{q - kT}{\rho_c} \tag{4}$$

其中 ρ_c 比热,k散热系数。由(4)式可得,

生光照区:
$$T = T_0(1 - e^{-t/\tau})$$
 (5a)

生暗区:
$$T = T_0 e^{-i/\tau}$$
(5b)

其中, $T_0 = q/k$ 代表热胀纤维在无限时长光照 下趋近的极限温差, $\tau = \rho_c/k$ 反映了热胀纤维与环 境热交换的特征时间, τ 越大表示热胀纤维线达到 极限温差 T_0 所需要的时间越长。

假设摆线弹性模量很大,忽略弹性应变,热胀 摆线温度变化可使得摆线长度发生变化,假定热胀 纤维的热应变与温度变化成线性关系。因此,摆线 的长度 r 可以用如下公式计算:

在光照区:
$$r = r_0 [1 + \alpha T_0 (1 - e^{-t/\tau})]$$
 (6a)

在暗区:
$$r = r_0(1 + \alpha T_0 e^{-t/\tau})$$
 (6b)

这里 r₀为摆线置于暗区无限时长情况下的极限长度, *a* 为材料的线性热膨胀系数。

1.3 单摆动力学方程求解方法

为简化分析,首先定义如下无量纲参数 $\overline{t} = t/\tau$, $\overline{T} = T/T_0$, $\overline{r} = r/r_0$, $\varepsilon_0 = \alpha T_0$, $\overline{\beta} = \beta \tau / m$, $\overline{g} = g \tau^2 / r_0 = (\tau/\sqrt{r_0/g})^2 = (\tau/\tau_0)^2$, $\overline{F} = F \tau^2 / m r_0$ 。这里 \overline{t} 反映 热胀摆线经历实际时间 t 与其达到极限温差 T_0 所 需要的时间 τ 的比值,可以用 \overline{t} 表征实际时间 t 大 小; \overline{r} 反映热胀摆线实际温差 T 与其极限温差 T_0 的比值,可以用 \overline{r} 表征热胀摆线实际温差 T 大小; ε_0 表示热胀摆线的极限热胀应变; $\overline{\beta}$ 可用来表示热 胀摆空气阻尼耗散能量的速度;利用单摆的自振周 期 $\tau_0 = \sqrt{r_0/g}$ 可得 $\overline{g} = (\tau/\tau_0)^2$, \overline{g} 表示热胀摆相对于 自由振动速度的传热速度, \overline{g} 越大反映系统传热越 快; 无量纲参数 \overline{r} 用来表征热胀摆线张力的大小。

在定义无量纲参数后,等式(5)和(6)可变成如下 无量纲方程:

在光照区,即-
$$\varphi \leq \theta \leq \varphi$$
时:

$$T = 1 - e^{-t} \quad \overline{r} = 1 + \varepsilon_0 (1 - e^{-t})$$
(7a)
在暗区 即 $\theta < -\omega$ 成 $\theta > \omega$ 时 ·

$$\bar{T} = e^{-\bar{t}} \quad \bar{r} = 1 + \varepsilon_0 e^{-\bar{t}}$$
(7b)
引入如下微分等式

$$\dot{r} = \frac{\mathrm{d}r}{\mathrm{d}t} = \frac{1}{\tau} \frac{\mathrm{d}r}{\mathrm{d}\overline{t}} = \frac{r_0}{\tau} \frac{\dot{r}}{\tau} , \ \ddot{r} = \frac{\mathrm{d}^2 r}{\mathrm{d}t^2} = \frac{r_0}{\tau^2} \frac{\ddot{r}}{\tau}$$
(8)

可将式(3a)的单摆的动力学控制方程变成如 下无量纲方程,

在光照区,
$$-\varphi \leq \theta \leq \varphi$$
时:

$$\frac{\mathrm{d}^{2}\theta}{\mathrm{d}\overline{t}^{2}} = -\left[\frac{2\varepsilon_{0}e^{-\overline{t}}}{1+\varepsilon_{0}(1-e^{-\overline{t}})} + \overline{\beta}\right]\frac{\mathrm{d}\theta}{\mathrm{d}\overline{t}} - \frac{\overline{g}}{1+\varepsilon_{0}(1-e^{-\overline{t}})}\sin\theta$$
(9a)

在暗区, $\theta < -\phi$ 或 $\theta > \phi$ 时:

$$\frac{\mathrm{d}^{2}\theta}{\mathrm{d}\overline{t}^{2}} = \left[\frac{2\varepsilon_{0}e^{-\overline{t}}}{1+\varepsilon_{0}e^{-\overline{t}}} - \overline{\beta}\right] \frac{\mathrm{d}\theta}{\mathrm{d}\overline{t}} - \frac{\overline{g}}{1+\varepsilon_{0}e^{-\overline{t}}}\sin\theta \qquad (9\mathrm{b})$$

$$\overrightarrow{\mathrm{ct}}(3\mathrm{b}) \oplus \overleftarrow{\mathcal{H}}$$

$$\overline{F} = \overline{g}\cos\theta - \overline{\beta}\overline{\dot{r}} - \overline{\ddot{r}} + \overline{r}\left(\frac{\mathrm{d}\theta}{\mathrm{d}\overline{t}}\right)^2 \tag{10}$$

热胀摆动力学由方程(9)和(10)构成的二阶 微分方程组完整描述,但很难获得解析解。本文利 用单摆初始状态参量 θ_0 , $\dot{\theta}_0$ 作为(9)式微分方程的 边界条件即 $\theta|_{\bar{r}=0} = \theta_0$, $\frac{d\theta}{d\bar{t}}|_{\bar{r}=0} = \dot{\theta}_0$,在初始状态参 量 θ_0 和 $\dot{\theta}_0$ 已知且给定振动系统无量纲物理参量 φ , ε_0 , $\bar{\beta}$, \bar{g} 情况下,利用经典四阶龙格库塔公式编写 matlab 程序求解(9)式常微分方程,在获得单摆的 摆角 $\theta(\bar{t})$ 和 $\dot{\theta}(\bar{t})$ 的数值解后,进一步根据(7)式和 (10)式得到 $\bar{T}(\bar{t})$, $\bar{r}(\bar{t})$ 和 $\bar{F}(\bar{t})$ 。

为说明本文光热膨胀单摆的实际应用前景, 在计算中取如下典型参数值: $k=10^{-1}$ W·m⁻¹, $\rho_c=10^3$ J·kg⁻¹·K⁻¹, $\alpha=10^{-3}$ K⁻¹^[15], $q=10^3$ W·m⁻¹·K⁻¹, $\beta=10^{-3}$ N·m⁻¹·s^[16],g=10 m·s⁻², $r_0=10^{-2}$ m, $m=10^{-3}$ kg, $\frac{d\theta}{dt}|_{t=0} = 1$ rad·s⁻¹。其中 q, r_0, m 和 $\frac{d\theta}{dt}$ 等可根据实际 工况灵活调节,则相关无量纲参数范围取 $\dot{\theta}_0 = 0-1$, $\varepsilon_0=0-0.6, \bar{\beta} = 0-0.1, \bar{g} = 0-4$ 。

2 两种运动模式和自激振荡机理

2.1 两种运动模式

图 2 给出了给定参数 θ_0 , $\dot{\theta}_0$, φ , ε_0 , $\bar{\beta}$ 和 \bar{g} 时光

热胀摆两类典型时程曲线。结果表明,单摆存在两种运动模式:静态模式和振荡模式。数值计算时 $\theta_0=0, \dot{\theta}_0=0.16, \varphi=0.1, \bar{\beta}=0.04, \bar{g}=0.7$ 。单摆具有初始角速度,当 $\epsilon_0=0$ 时,如图2(a)所示,在空气阻尼作用下,摆动过程中摆幅逐渐减小,最终,单摆在中间位置停止,称为静态模式;当 $\epsilon_0=0.2$ 时,如图2(b)所示,在光的照射下,虽然该系统有阻尼,但来自光能的补偿可维持单摆连续摆动,最终发展成自激振荡,称为振荡模式。



2.2 自激振荡机理

为了探索自激振荡的机理,在图3绘制了热胀 摆的自激振荡机理图。其中, $\theta_0=0$, $\dot{\theta}_0=0.16$, $\varphi=0.1$, $\varepsilon_0=0.2, \overline{\beta}=0.04$ 和 $\overline{g}=0.7$ 。图 3(a) 绘制了摆角的 时程曲线,显示单摆发展为振荡模式后摆线在光照 区和暗区交替周期性摆动。当-0.1 $\leq \theta \leq 0.1$ 时,摆 线处于中心暗区,其余位置处于两侧光照区。图3 (b) $\pi(c)$ 分别绘制了自激振荡过程中摆线温差 \bar{r} 和摆长r的演化规律。当摆线处于光照区,温差逐 渐增大,摆长逐渐增大;当单摆处于中心暗区时,摆 线温差逐渐降低,长度渐渐缩短,随着单摆的周期 性摆动,热胀摆线的温差和摆长周期性变化。图3 (d)绘制了单摆自激振荡半周期内的 \bar{F} 与 \bar{r} 关系图。 单摆在光照区与暗区交界位置进入暗区,摆线发生 如图 3(d) 所示点①向点②的长度不变、张力突然 减小的变化,然后摆线在暗区沿点②至点③曲线变 化,同理摆线从暗区进入光照区有图示点③到点④ 的 \bar{F} 突然增大,之后在光照区沿点④至点①的变化。 由此在半周期内 F 与 F 形成图示①②③④①的循 环变化。图 3(d) 中 \bar{F} 与 \bar{r} 曲线所围成的阴影面积 表示张力 F 在单摆半周期内所做净功的大小,一个 完整振荡周期内 F 所做净功是阴影面积的两倍,这 是自激振荡的能量输入,与系统空气阻尼耗散的能 量平衡时,单摆就可以连续振荡。



3 结果和讨论

图 1 中热胀摆动力学控制方程式(9)和式 (10)有六个无量纲参数 θ_0 , $\dot{\theta}_0$, φ , ε_0 , $\bar{\beta}$ 和 \bar{g} ,在本节 全面研究这六个参数对自激振荡的触发条件、频率 和振幅的影响。

3.1 初始角速度 $\dot{\theta}_0$ 的影响

图4显示了初始角速度 $\dot{\theta}_0$ 对单摆摆动的影响, 其中 $\theta_0=0, \varphi=0.1, \varepsilon_0=0.2, \bar{\beta}=0.04$ 和 $\bar{g}=0.7$ 。图4 (a)绘制了 $\dot{\theta}_0=0.07$ 时单摆的时程图。从图可见, 单摆的初始最大摆角小于暗区夹角,单摆系统无能 输入将一直处于暗区,由于空气阻尼的能量耗散, 摆幅逐渐减小,最后趋于静止,为静态模式。图4 (b)是 $\dot{\theta}_0=0.08$ 时的摆动时程图。结果表明,单摆 的幅值先增大后渐近于一个固定值,即振荡模态。 如前所述,单摆在光照区和黑暗区之间交替摆动 时,会自动吸收光,形成单摆自激振荡,在 $\dot{\theta}_0=0.08$ 时单摆存在静态模式向振荡模式过渡的临界状况, $\dot{\theta}_0 \ge 0.08$ 时单摆均为振荡模式。图4(c)绘制了单 摆在不同 $\dot{\theta}_0$ 情况下进入自激振荡后的振动时程曲 线图,显示自激振荡的频率和振幅相同。振动系统 中的初始条件除 $\dot{\theta}_0$ 之外还有 θ_0 ,参数 θ_0 可以通过 能量关系转变为对应数值的 $\dot{\theta}_0$,所以本文不单独讨 论 θ_0 对单摆系统的影响。图4结果表明,本文单 摆的振动频率和振幅与系统的初始运动状态无关, 这一特征与自激振动特性^[17]相吻合。

3.2 暗区范围 *φ* 的影响

图 5 显示了暗区范围对单摆摆动的影响,其中 $\theta_0=0$, $\dot{\theta}_0=0.16$, $\varepsilon_0=0.2$, $\bar{\beta}=0.04$ 和 $\bar{g}=0.7$ 。图 5(a) 绘制了 $\varphi=0.22$ 时的摆动时程图。从图可见,初始 摆角大于 φ 时,单摆在光照区和暗区振幅交替增大 摆动。结果表明,单摆振荡模式被触发后将保持等 幅振动。在图 5(b)中绘制了 $\varphi=0.23$ 时单摆的时 程图,如前面所述由于暗区范围太大,单摆的初始 机械能不足,导致单摆无法摆出暗区,无光能输入 最后趋于静止,为静态模式。单摆振荡模式向静态 模式过渡的暗区夹角 φ 为 0.22。图 4(c)绘制了单 摆在不同 φ 值振动时程曲线图,结果表明随着 φ 值 增大振幅不断减小,振动频率无明显变化,这一结 果是由于能量输入与阻尼耗散之间的能量竞争形 成。工程应用时可减小暗区面积增大能量输入,提 高光能转换效率。

3.3 极限热胀应变 ε_0 的影响

图 6 显示了极限热胀应变 ε_0 对单摆摆动的影 响,其中 $\theta_0=0$, $\dot{\theta}_0=0.16$, $\varphi=0.1$, $\bar{\beta}=0.04$ 和 $\bar{g}=0.7$ 。 图 6 (a) 绘制了 $\varepsilon_0=0.11$ 对应的单摆时程图,为静 态模式。这是因为摆线的小应变不能提供足够的 能量输入,无法补偿空气阻尼耗散的能量。图 6 (b) 绘制了 $\varepsilon_0=0.13$ 时单摆时程图,结果表明该单 摆自激振荡被触发,在这种情况下,光热驱动的单 摆摆线张力做净功可以为振荡提供足够的能量输 入。图 6 (c) 单摆在不同 ε_0 值振动时程曲线图,在 $\varepsilon_0=0.13$ 是静态模式向振荡模式过渡的临界值,计





算结果表明随着 ε₀ 的增大自激振动的振幅明显增 大,而振动频率虽有变化但不显著。因此,为了提 高光热响应摆的工程应用,需要增大材料的极限热 胀应变,使光能有效转化为机械能。

3.4 阻尼系数 $\overline{\beta}$ 的影响

图 7 展示了阻尼系数 $\bar{\beta}$ 对单摆摆动的影响, $\theta_0=0, \dot{\theta}_0=0.16, \varphi=0.1, \varepsilon_0=0.2$ 和 $\bar{g}=0.7$ 。图 7(a)绘制了 $\bar{\beta}=0.06$ 情况下单摆的时程图,为振荡模态。 图 7(b)绘制了 $\bar{\beta}=0.07$ 时的单摆时程图,为静态 模式。这是由于阻尼耗散能量太快,系统能量输入 不足导致的。通过比较图 7(a)和图 7(b)可知在 $\bar{\beta}=0.06$ 和 $\bar{\beta}=0.06$ 之间出现振荡模式向静态模式 的转变,且 $\bar{\beta} \ge 0.07$ 时单摆均无法触发自激振动。 通过图 7(c)不同 $\bar{\beta}$ 值的自激振动计算表明减小 $\bar{\beta}$ 可使单摆振幅显著增大,而振动频率略微减小。在 工程应用中可适当减小 false 实现较大能量传输。

3.5 热交换速度 夏的影响

图 8 展示了相对热交换速度 false 对单摆摆 动的影响,其中 $\theta_0=0$, $\dot{\theta}_0=0.16$, $\varphi=0.1$, $\varepsilon_0=0.2$ 和 $\bar{\beta}$ =0.7。图 8(a)和8(d)分别绘制 \bar{g} =0.1 和 \bar{g} =3.6 情况下单摆的时程图,均为静态模式。而图 8(b) 和(c)结果表明当 \bar{g} =0.2 和 \bar{g} =3.5 时,自激振荡被 触发。较小 \bar{g} 值表明热交换较慢,摆线在摆动过程 中变形较小,单摆通过摆线张力做净功吸收的光能 不足以补偿空气阻尼耗散的能量来维持振荡。对 于大 \bar{g} 摆线,摆线热交换太快,只在穿过光照区和





=3.5 时振汤快式时程图 (d)g =3.6 时静念快式时程图 (e) 个可g 振动时 图 8 g 对热胀摆摆动的影响

暗区的交界处迅速变形,其他位置几乎不变形,这 样单摆也无法吸收充足光能维持振荡。图 8(e)计 算结果表明,0.2≤ *ī* ≤0.35 时适当提高*ī* 对增大振 幅和振动频率均有益处,这一效应可作为提高光能 向机械能转化效率的有效依据。

4 结论和展望

本文以普通光热膨胀材料为摆线,构造了一种 新型自激振荡单摆,利用经典单摆动力学方程并结 合光热膨胀材料模型,建立了光热膨胀摆的动力学 模型,全面研究了单摆的自激振荡行为,得出结论 如下:

(1)当光热膨胀摆在摆动中心两侧受照射时, 存在静态和振荡两种运动模式。

(2)阐明光热驱动自激振荡机理是输入能量足 以补偿阻尼耗散能量时,单摆可自持续摆动。

(3)缩小中心无光照暗区范围、降低空气阻尼 耗散、提高材料热胀应变或控制材料光照传热速度 等措施均可有效增加自激振荡单摆的振幅,而频率 几乎仅材料光照传热速度影响。

在后期工作中我们将通过相应的实验进一步 证实本文研究结果,从而推动光驱动自激振荡在能 量采集、信号传感、软机器人等方面的潜在应用。

参考文献:

- [1] Cheng Z X, Wang T J, Li X, et al.NIR-vis-UV lightresponsive actuator films of polymer-dispersed liquid crystal/graphene oxide nanocomposites[J].ACS Applied Materials & Interfaces, 2015,7 (49):27494-27501.
- [2] Bisoyi H K, Li Q.Light-driven liquid crystalline materials: from photo-induced phase transitions and property modulations to applications[J].Chemical Reviews, 2016, 116(24):15089-15166.
- [3] Han B, Zhang Y L, Chen Q D, et al.Carbon-based photothermal actuators[J].Advanced Functional Materials, 2018, 28 (40): 1802235.
- [4] Li C S, Liu Y, Lo C W, et al.Reversible white-light actuation of carbon nanotube incorporated liquid crystalline elastomer nanocomposites[J].Soft Matter, 2011,7(16): 7511-7516.
- [5] Zeng Y Z, Lu J Q.Optothermally responsive nanocomposite generating mechanical forces for cells enabled by fewwalled carbon nanotubes[J].ACS Nano, 2014, 8 (11): 11695-11706.
- [6] Hu S H, Fang R H, Chen Y W, et al. Photoresponsive protein-graphene-protein hybrid capsules with dual targeted heat-triggered drug delivery approach for enhanced tumor therapy[J]. Advanced Functional Materials, 2014, 24 (26): 4144-4155.

- [7] Yang Y K, Zhan W J, Peng R G, et al.Graphene-enabled superior and tunable photomechanical actuation in liquid crystalline elastomer nanocomposites[J].Advanced Materials, 2015, 27 (41):6376-6381.
- [8] Ono K, Furuichi T, Takahashi R.Self-excited walking of a biped mechanism with feet[J]. The International Journal of Robotics Research, 2004, 23 (1):55–68
- [9] Morazzani I, Hong D, Lahr D, et al.Novel Tripedal Mobile Robot and Considerations for Gait Planning Strategies Based on KinematicsRecent Progress in Robotics: Viable Robotic Service to Human, 2008.
- [10] Xu Y, Hu W, Zhang S P.Dynamic simulation of a woodpecker robot based on self-excited vibration[J]. Advanced Materials Research, 2013, 753/754/755:2020– 2024.
- [11] Li C D, He X J.A bio-mimetic pipe crawling microrobot driven based on self-excited vibration[C]//2007 IEEE International Conference on Robotics and Biomimetics (ROBIO).December 15-18,2007,Sanya,China.IEEE, 2007:984-988.

- [12] Akio, YAMANO, Hiroshi, et al. Basic study of the adaptive control for the swimming robot using self-excited oscillation[J]. Transactions of the JSME (in Japanese, 2018,84(864):18-00054.
- [13] Metzger C, Ludwig M, Neuenhahn C, et al.Self-induced oscillations in an optomechanical system driven by bolometric backaction[J].Physical Review Letters, 2008, 101 (13):133903.
- [14] Hölscher H, Milde P, Zerweck U, et al. The effective quality factor at low temperatures in dynamic force microscopes with Fabry - P é rot interferometer detection[J]. Applied Physics Letters, 2009, 94 (22):223514.
- [15] Chen Z Y, Wu Y, Yang Y, et al.Multilayered carbon nanotube yarn based optoacoustic transducer with high energy conversion efficiency for ultrasound application[J]. Nano Energy, 2018, 46: 314–321.
- [16] 梁兵,甘皓元.在实验室中利用自由落体测定空气阻 力系数[J].百色学院学报,2009,22(6):58-60.
- [17] 刘延柱,陈立群.非线性振动[M].北京:高等教育出版 社,2001:127-128.