

非均匀磁场尘埃等离子体中颗粒的复杂运动

宫卫华 张永亮 冯帆 刘富成 贺亚峰

Complex motions of grains in dusty plasma with nonuniform magnetic field

Gong Wei-Hua Zhang Yong-Liang Feng Fan Liu Fu-Cheng He Ya-Feng

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 195202 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.195202

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.195202>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I19>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

双麦克斯韦分布尘埃等离子体中尘埃粒子的充电研究

Theoretical study on charging equation of dust plasmas in double Maxwellian distribution

物理学报.2014, 63(21): 215201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.215201>

两种带电尘埃颗粒的等离子体鞘层玻姆判据

The Bohm criterion for a plasma sheath with two species of charged dust particles

物理学报.2013, 62(17): 175201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.175201>

修正屏蔽库仑势下二维尘埃等离子体的动力学和结构特性

Dynamical and structural properties of two-dimensional dusty plasma with modified screened coulomb potential

物理学报.2013, 62(9): 095201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.095201>

等离子体鞘层附近尘埃颗粒特性的数值模拟

Simulation of interaction between dust particles and plasma sheath and its distribution

物理学报.2012, 61(7): 075205 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.075205>

非均匀磁场尘埃等离子体中颗粒的复杂运动*

官卫华 张永亮 冯帆 刘富成 贺亚峰†

(河北大学物理科学与技术学院, 河北省光电信息材料重点实验室, 保定 071002)

(2014年11月12日收到; 2015年4月27日收到修改稿)

本文研究了在非均匀磁场尘埃等离子体中不规则尘埃颗粒的复杂运动, 包括圆滚运动、尖头圆滚运动、圆周运动以及波浪运动等. 放置在电极上的圆柱形磁铁的主要作用是改变鞘层的径向分布, 进而对颗粒产生径向约束, 使尘埃颗粒悬浮于圆柱形磁铁周围, 其磁场并不足以磁化颗粒使其做圆滚运动. 通过与球形尘埃颗粒的对比实验发现, 圆滚运动是不规则尘埃颗粒在等离子体中特有的一种运动. 我们提出了一种新的机理: 由于不规则颗粒的自旋而引起的横向反Magnus力对颗粒的圆滚运动起了重要的作用. 文中通过受力分析定性地对实验中观察到的非球形颗粒的各种运动给出了合理的解释.

关键词: 尘埃等离子体, 不规则颗粒, 反Magnus力

PACS: 52.27.Lw

DOI: 10.7498/aps.64.195202

1 引言

尘埃等离子体是由等离子体和各种浸入其中的尘埃颗粒组成^[1], 其普遍存在于自然界的星际云、行星环、地球磁层、工业半导体领域以及核聚变实验中. 尘埃颗粒的直径通常在几纳米至几百微米, 可以携带成千上万个基本电荷. 在实验研究中, 这些尘埃颗粒通常带负电^[2], 颗粒之间的强耦合作用可以使尘埃等离子体呈现出各种复杂的形态, 如结晶、相变、尘埃空洞^[3]、尘埃声波等. 近年来, 等离子体中尘埃颗粒在外力(例如激光场和磁场^[4,5])作用下运动^[6]的研究引起了人们更多的关注. Konopka等在施加竖直方向均匀磁场的等离子体中撒入较多的粒子, 观察到尘埃粒子的两种集体运动: 角速度相同的圆周运动和角速度呈径向分布的圆周运动^[7]. Carstensen等在直流磁场尘埃等离子体中观察到粒子的振荡运动^[8].

在尘埃等离子体实验研究中, 人们大多使用单分散的球形颗粒进行研究. 在理论研究中, 人们通

常将尘埃颗粒看成点电荷, 而不考虑其形状. 然而, 在自然界和聚变实验等领域的等离子体中, 尘埃颗粒大多数具有不规则的形状. 因此研究不规则形状尘埃颗粒在等离子体中的运动具有更普遍的意义^[9], 而这方面的研究少见报道.

悬浮在等离子体中的带电尘埃颗粒与离子、电子等不断地碰撞, 碰撞过程中会发生动量和能量的传递, 将可能会导致颗粒自旋^[10]. 对于具有球对称的颗粒, 净动量传递为零, 颗粒基本没有自旋. 然而对于非球形颗粒, 净动量传递不为零, 可表达为 $\eta_{\text{ass}}\pi a^2 n_{i,\infty} m_i a v_s v_\infty$ ^[10](其中 η_{ass} 与颗粒的不规则程度有关, a 是颗粒半径, $n_{i,\infty}$ 是离子密度, m_i 是离子质量, v_s 和 v_∞ 分别是颗粒表面和远离表面处离子声速), 这可使颗粒发生极快的自旋. Karasev等在实验中观察到表面有缺陷的空心透明微球的自旋, 测得其自旋角速度大小约0—12000 rad/s^[11,12]. 由于带电的尘埃颗粒在自旋过程中会产生磁矩, 因此其在强磁场作用下的运动将变得更加复杂^[8,13].

目前, 均匀强磁场下等离子体中球形尘埃颗粒

* 国家自然科学基金(批准号: 11205044, 11405042)、河北省自然科学基金(批准号: A2011201006, A2012201015)、河北省教育厅基金(批准号: Y2012009)、河北省青年拔尖人才、中西部高校综合实力提升工程和河北大学科学研究基金资助的课题.

† 通信作者. E-mail: heyf@hbu.edu.cn

的运动特征已经被广泛研究, 而对非均匀磁场下等离子体中不规则形状尘埃颗粒的运动还少见报道. 本文利用射频放电等离子体实验研究了非均匀磁场中不规则形状尘埃颗粒的复杂运动, 包括各种圆滚运动、圆周运动等, 提出了反Magnus力引起颗粒作圆滚运动这种新的机理, 通过受力分析定性地对实验观察到的各种复杂运动给出了合理的解释.

2 实验装置

实验在底面直径为 36 cm, 高为 45 cm 的圆柱状真空室中进行, 如图 1 所示. 氩气气压为 5—100 Pa, 流量为 10 sccm. 为了避免氩气气流对颗粒运动的影响, 进气口的位置远离放电区域. 不锈钢下极板接 13.56 MHz 射频电源, 导电玻璃上极板接地, 上下极板的截面尺寸均为 10 cm × 10 cm, 两极板的间距为 7 cm. 当射频电源功率达到 20 W 时, 氩气辉光放电产生稳定持续的等离子体, 电子密度 $n_e \approx 10^9 \text{ cm}^{-3}$ [14].

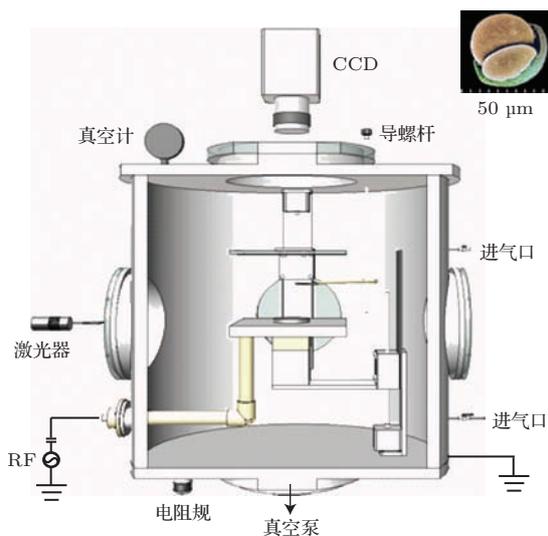


图 1 实验装置示意图(插图是实验用的花粉颗粒的电镜图)
Fig. 1. Schematic diagram of the experimental setup. The inset shows the image of pine pollen used in experiments.

实验中使用花粉作为尘埃颗粒, 其形状如图 1 右上角电镜图所示. 颗粒的直径约为 40 μm. 实验前将花粉放置在与导螺杆相连的筛网上. 当放电产生等离子体后, 转动导螺杆将筛网置于等离子体区. 通过轻微振动导螺杆将极少量颗粒投入到等离子体中心区域, 颗粒吸附电荷并悬浮于鞘层内.

最后, 通过导螺杆将筛网移离等离子体区. 为了研究单个颗粒的运动特征, 避免单个颗粒受其他颗粒作用的影响每次实验投入一个或几个颗粒. 侧面窗口放置水平激光器 (50 mW, 532 nm) 用来照射尘埃颗粒. 颗粒的运动由真空室上方的 CCD 记录, CCD 的帧率是 50 帧/s, 空间分辨率为 10 μm/像素. 通过调节曝光时间, 得到完整的颗粒运动轨迹, 进而利用 MATLAB 图像处理得到颗粒运动的特征物理量.

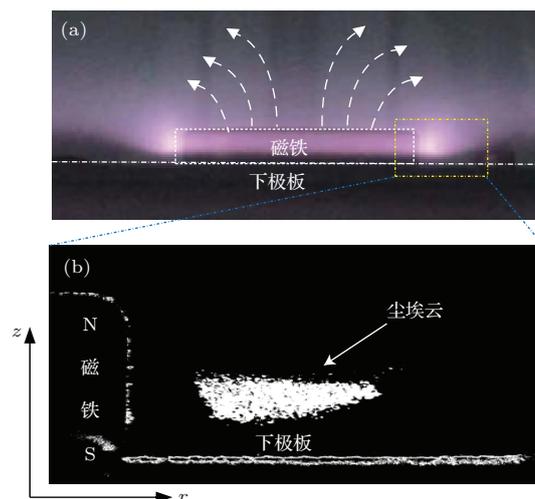


图 2 (a) 是磁铁周围鞘层的侧视图(下极板上放置圆柱形磁铁, N 极向上, 磁感线如图近似分布); (b) 是 (a) 中虚框位置的局部放大图(尘埃云由 20 张大量颗粒的照片叠加形成, 鞘层的 $z-r$ 分布用尘埃云的下边界轮廓近似描述)
Fig. 2. (a) side view of the sheath; (b) radial distribution of the sheath indicated by the lower profile of the dust cloud which is the superposition of 20 images.

下极板中心位置放置一个圆柱形的永久磁铁, 圆柱磁铁的底面直径为 2.4 cm, 高为 0.5 cm, N 极向上放置, 磁感线在颗粒悬浮位置处的方向指向下方. 磁铁的引入将改变下极板原有水平鞘层分布, 在磁铁周围形成径向抛物状势阱, 如图 2 所示. 颗粒将悬浮分布在圆柱磁铁周围的势阱中运动. 将高斯计 (霍尔探头 2 mm × 3 mm) 置于三维平移台上, 对磁铁周围磁感应强度进行 $z-r$ 方向空间分辨测量, 得到磁感应强度的大小随着颗粒距磁铁水平距离的增大而减小, 如图 3 所示. 通过对颗粒所在高度 $z = 2.5 \text{ mm}$ 数据进行拟合得到它们的关系大小满足 $B(r) \sim 0.23 + \frac{175}{(1 + 0.124r)^3} \text{ mT}$. 每次实验后用高斯计测得距离磁铁同一位置处的磁感应强度基本不变.

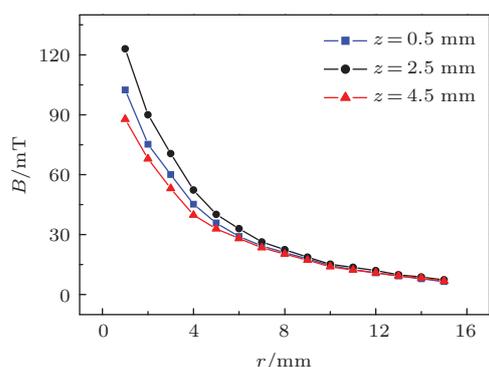


图3 (网刊彩色) 距离下极板不同高度处磁感应强度随颗粒到磁铁水平距离的关系

Fig. 3. (color online) Dependence of the magnetic induction intensity on the distance from the magnet at different heights on the lower electrode.

3 实验结果

图4给出了实验中观察到的单个颗粒在磁铁周围各种规则的运动轨迹。图4(a)为外滚圆运动轨迹,这种运动可以看作是两种圆周运动的叠加:主圆周(半径为 r_2 ,角速度为 ω_2)绕副圆周(半径为 r_1 ,角速度为 ω_1)沿相同的顺时针方向旋转,即 $\omega_1\omega_2 > 0$ 。图5(a)给出了这种外滚圆运动的示意图。图4(b)所示为颗粒的内滚圆运动轨迹,这种运动同样可以看作是两种圆周运动的叠加,但此时主圆周和副圆周的绕向相反,即 $\omega_1\omega_2 < 0$ 。图5(b)给出了这种内滚圆运动的示意图。实验发现,颗粒在主圆周上沿顺时针方向运动,在副圆周上沿顺时针和逆时针两个方向运动的情况都存在。在这两种圆滚运动中,主圆周和副圆周的半径与角速度的乘积满足

$$|\omega_1 r_1| < |\omega_2 r_2|, \quad (1)$$

上式表明,圆滚运动中颗粒主圆周运动的线速度必须大于副圆周运动的线速度,这也是圆滚轨迹中“花瓣”形成的必要条件。

图4(c)和(d)所示为颗粒的尖头外、内圆滚运动。这两种运动也可以看成由主圆周和副圆周两种运动叠加而成。但是,不同于上述的圆滚运动,尖头圆滚运动中主、副圆周的半径和角速度满足以下条件:

$$|\omega_1 r_1| \geq |\omega_2 r_2|, \quad (2)$$

该式表明,颗粒主圆周运动的线速度不高于其副圆周运动的线速度。当颗粒沿主圆周和副圆周运动的

线速度方向相反时,根据(2)式,由于颗粒副圆周运动的线速度大于等于主圆周的,因此,颗粒相对于副圆周来不及往相反方向运动,进而形成图4(c)和(d)中的尖头。

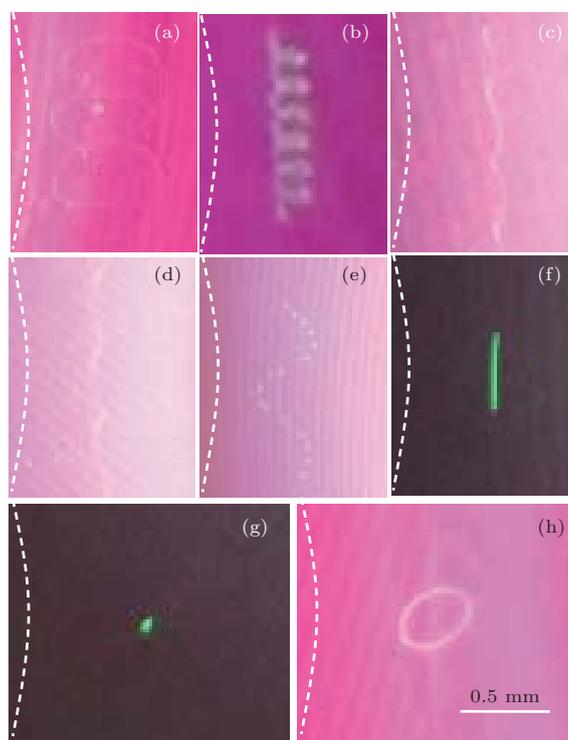


图4 (网刊彩色) 磁铁右侧颗粒的各种运动轨迹 (a) 外滚圆; (b) 内滚圆; (c) 尖头外滚圆; (d) 尖头内滚圆; (e) 波浪运动; (f) 圆周运动; (g) 静止颗粒; (h) 小范围圆周运动。虚线表示圆柱形磁铁边缘。(a)–(h)的气压、功率和曝光时间分别是: (a) 73 Pa, 26 W, 0.25 s; (b) 53 Pa, 29 W, 0.5 s; (c) 33 Pa, 13 W, 1 s; (d) 33 Pa, 39 W, 0.18 s; (e) 3 Pa, 13 W, 0.6 s; (f) 3 Pa, 13 W, 0.01 s; (g) 3 Pa, 13 W, 0.01 s; (h) 73 Pa, 26 W, 1 s

Fig. 4. (color online) Trajectories of traveling grains. Dashed line in each image indicates schematically the edge of the magnet: (a) epicycloid motion; (b) hypocycloid motion; (c) cusped epicycloid motion; (d) cusped hypocycloid motion; (e) wave motion; (f) circular motion; (g) stationary grain; (h) localized circular motion. The pressure, power, and exposure time of (a)–(f) are: (a) 73 Pa, 26 W, 0.25 s; (b) 53 Pa, 29 W, 0.5 s; (c) 33 Pa, 13 W, 1 s; (d) 33 Pa, 39 W, 0.18 s; (e) 3 Pa, 13 W, 0.6 s; (f) 3 Pa, 13 W, 0.01 s; (g) 3 Pa, 13 W, 0.01 s; (h) 73 Pa, 26 W, 1 s.

图4和图5表明,各种圆滚运动可以由主、副圆周运动的半径 $r_{1,2}$ 和角速度 $\omega_{1,2}$ 来描述。实验发现,颗粒的运动形式与两个因素有关:第一,实验参数,比如放电气压和功率;第二,初始条件,比如颗粒进入等离子体时的速度和位置。由于不可能把单个颗粒在每次实验中以相同的初始

位置和初始速度精确投入到等离子体中, 或者在一次实验中将多个颗粒以相同的初始位置和初始速度投入到等离子体中, 因此每次实验中观察到颗粒的运动轨迹都会不同. 通过对大量实验结果的统计得到, 主圆周和副圆周运动的半径 r_2 和 r_1 的变化范围分别是 $2 \times 10^{-5} - 4.2 \times 10^{-4}$ m 和 $1.38 \times 10^{-2} - 1.54 \times 10^{-2}$ m, $|\omega_2|$ 和 $|\omega_1|$ 的变化范围分别是 31.40—301.44 rad/s 和 0.32—3.76 rad/s.

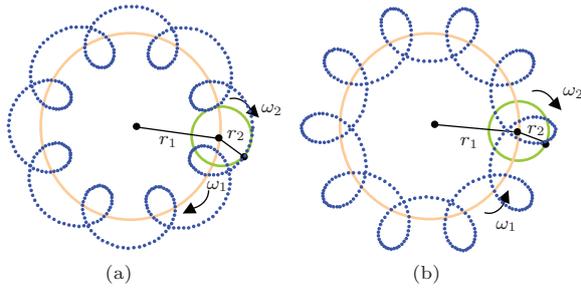


图5 (网刊彩色) 圆滚运动示意图 (r_2 和 r_1 分别表示主圆周与副圆周的半径) (a) 外滚圆, $\omega_1\omega_2 > 0$; (b) 内滚圆, $\omega_1\omega_2 < 0$

Fig. 5. (color online) Schematic diagram of cycloid motions: (a) epicycloid; (b) hypocycloid. Dotted line represents the trajectory of cycloid motion of grain. Solid line and dashed line indicate the primary circle and the secondary circle, respectively. r_2 and r_1 represent the radii of the primary and the secondary circles, respectively. (a) and (b) occur when $\omega_1\omega_2 > 0$ and $\omega_1\omega_2 < 0$, respectively.

实验中尘埃颗粒的各种圆滚运动在以磁场为中心的极坐标中满足运动方程

$$r^2 = r_1^2 + r_2^2 + 2r_1r_2 \cos(\omega_2 - \omega_1)t, \quad (3)$$

$$\theta = \omega_1 t \pm \arccos\left(\frac{r_1 + r_2 \cos(\omega_2 - \omega_1)t}{r}\right), \quad (4)$$

其中“+”和“-”分别对应 $\sin(\omega_2 - \omega_1)t > 0$ 和 $\sin(\omega_2 - \omega_1)t \leq 0$ 的情况, r 和 θ 分别表示颗粒在极坐标中的半径和方位角. 根据方程 (3)、(4) 以及条件 (1)、(2) 可以得到实验中观察到的各种圆滚轨迹.

除了图 4(a)—(d) 所示的各种圆滚运动轨迹, 实验中还观察到了颗粒的波浪形运动和圆周运动, 分别如图 4(e) 和 (f) 所示. 波浪形运动可以看作是圆周和振动两种运动的叠加, 即颗粒一边绕着磁场做圆周运动, 一边在其平衡位置 r_0 附近做水平方向的简谐振动, 振动的频率 f_0 约 2.5 Hz. 波浪形运动轨迹呈现不连续性, 这是由于颗粒在水平振动的同时还有垂直方向的振动. 当颗粒沿垂直方向振动且

振幅大于水平激光面照射厚度时, 通过 CCD 拍摄得到的就是不连续的波浪形轨迹. 从图中我们可以看出, 运动中垂直方向的振动频率 (间断频率) 比水平振动频率 f_0 大的多, 这表明鞘层势对带电颗粒在垂直方向的约束比水平方向强的多. 图 4(f) 所示为颗粒绕磁场的简单圆周运动, 这是较为普遍的一种轨迹, 其角速度大小的范围是 0.365—3.758 rad/s, 与圆滚运动副圆周运动角速度 $|\omega_1|$ 大致相等.

静止的颗粒如图 4(g) 所示, 这种情况下, 颗粒在径向和角向所受合力均为零. 图 4(h) 是颗粒的小范围圆周运动, 它可以看作是内滚圆与外滚圆的过渡状态, 这时颗粒的 $\omega_1 = 0$.

4 受力分析

磁铁的存在会影响鞘层的分布 [15], 因此尘埃颗粒在鞘层中的受力分析变得更加复杂. 这里我们只对鞘层中带负电的尘埃颗粒做定性的受力分析, 进而对实验中观察到的颗粒的各种规则运动给出合理的解释.

尘埃颗粒受到的作用力主要包括重力、静电力、离子拖曳力、反 Magnus 力、洛伦兹力、中性黏滞力以及驱动力. 这里我们提出了由颗粒自旋而产生的反 Magnus 力. 由于每次实验放入的颗粒数很少, 且颗粒间距远大于德拜屏蔽长度, 所以我们不考虑颗粒间的相互作用力.

重力 $F_g = mg$, 只与颗粒的自身性质有关. 重力与鞘层电场力的竖直分量平衡, 使颗粒悬浮在鞘层内. 在这里, 我们只关心颗粒在二维水平面内的运动, 因此将重力忽略.

静电力来自鞘层对带负电尘埃颗粒的静电作用, 由于磁铁使鞘层的形状发生明显改变, 静电力也受磁铁影响. 图 2(a) 所示为侧面拍到的鞘层分布, 由图可以看到在远离磁铁的地方, 鞘层边界水平分布清晰可见; 在磁铁附近, 鞘层变薄 [16]. 鞘层径向分布可以通过将大量颗粒撒入势阱中, 利用颗粒的径向分布来近似确定鞘层的径向分布, 如图 2(b). 我们用这样一个函数来近似描述鞘层的径向分布 [4,5,17]:

$$U = \alpha(e^{-a_2 r} - e^{-a_1 r}). \quad (5)$$

径向的约束势也可以用上式表示. 其中, 参数 α 表征势的深度, a_1 和 a_2 共同决定势阱在极坐标中的

径向位置. 鞘层电场垂直于约束势, 其竖直分量与重力平衡, 水平分量将对颗粒在水平面内的复杂运动起重要作用.

离子拖曳力主要来自库仑拖曳力和集体拖曳力^[4,5]. 颗粒与周围离子的碰撞过程中发生动量和能量的传递, 由此会导致颗粒自旋^[10]. 对于具有球对称性的颗粒, 净动量传递为零, 颗粒基本没有自旋. 然而对于非球形颗粒, 净动量传递不为零, 可使颗粒发生极快的自旋. Karasev等在实验中观察到表面有缺陷的空心透明微球的自旋, 测得其自旋角速度的大小约0—12000 rad/s^[11,12]. 通常来讲, 不规则的非球形颗粒的自旋比球形颗粒要快的多^[10]. 颗粒的高速自旋对其复杂运动起着重要作用.

反Magnus力是由于在稀薄流体中颗粒自旋而产生的. 根据伯努利原理, 向前运动的自旋颗粒其左侧和右侧受到的压力不同, 两侧的压力差产生横向Magnus效应. 作用于自旋颗粒上的反Magnus力的方向总是垂直于颗粒的运动方向, 在稀薄流体中可表示为

$$\mathbf{F}_M = -\beta\pi\eta d^3\boldsymbol{\omega}_0 \times \mathbf{v}, \quad (6)$$

其中 $\boldsymbol{\omega}_0$ 和 \mathbf{v} 分别是自旋颗粒的自旋角速度和平动速度矢量, β 与颗粒形状有关, d 是颗粒直径, η 是流体密度(约为 9×10^{-4} kg/m³). 在颗粒的圆滚运动中, 反Magnus力是颗粒做主圆周运动主要的向心力. 在这里, 我们只讨论颗粒在水平面内的运动, 即颗粒自旋角速度矢量的方向沿竖直方向, 作用于颗粒的反Magnus力总是沿水平方向.

洛伦兹力 $\mathbf{F}_L = q\mathbf{v} \times \mathbf{B}$. 颗粒所在位置的磁感应强度 $B \sim 3 \times 10^{-2}$ T. 根据实验测量结果, 我们估算 F_L 的数量级很小, 它对颗粒沿主圆周运动时的向心力贡献很小, 但对颗粒沿副圆周运动的向心力具有一定贡献^[18](见后面分析).

中性黏滞力是颗粒与中性气体分子或原子碰撞而产生的, 可以用Epstein公式估算^[4,5]. 中性黏滞力阻碍颗粒运动, 这就需要有一个驱动力使颗粒沿轨迹向前运动. 尽管这个驱动力的来源目前仍不清楚^[11,19], 但是我们可以根据实验给出该力的一些特征. 首先, 该驱动力与颗粒的不规则形状有关. 对此, 我们用球形的玻璃微球和树脂微球颗粒进行了对比实验, 并没有得到类似花粉的上述圆滚运动. 其次, 该驱动力没有定向性, 其既可以驱动颗粒顺时针运动, 也可以驱动颗粒逆时针运动. 最后, 由于颗粒能够持续地绕磁场运动, 因此该驱动

力和中性黏滞力的大小在相同数量级. 在以后的讨论中, 我们将忽略这两个相反作用的力.

以上受力分析中, 只有洛伦兹力 F_L 和反Magnus力 F_M 总是垂直于颗粒的运动方向, 有可能为颗粒的主圆周运动提供主要向心力. 洛伦兹力大小等于 $F_L = qvB$, 其中 $q \sim 5 \times 10^4 e$, $v \sim 3 \times 10^{-2}$ m/s, $B \sim 3 \times 10^{-2}$ T, 所以洛伦兹力 $F_L \sim 1 \times 10^{-17}$ N. 主圆周运动向心力 $F_{c2} = mr_2\omega_2^2$, $m = \frac{4}{9}\pi r^3\rho$ (花粉颗粒体积近似为相同半径球体的1/3)中, $r \sim 2 \times 10^{-5}$ m, $\rho \sim 8 \times 10^2$ kg/m³, $m \sim 9 \times 10^{-12}$ kg; $r_2 \sim 4 \times 10^{-4}$ m, $\omega_2 \sim 7 \times 10^1$ rad/s, 所以 $F_{c2} \sim 1.8 \times 10^{-11}$ N. 从 F_L 和 F_{c2} 的数量级可以看出, 洛伦兹力 F_L 与向心力 F_{c2} 相比非常小, 不足以提供尘埃颗粒做主圆周运动的向心力. 而副圆周运动的向心力可估算 $F_{c1} = mr_1\omega_1^2 \sim 8 \times 10^{-14}$ N, 所以 F_L 对副圆周运动有一定作用, 但是作用也较小, 即磁场对尘埃颗粒运动的影响很小. 磁铁的引入, 其主要作用是改变了鞘层沿极板与磁铁的径向分布, 形成对颗粒的约束势. 因此, 颗粒做主圆周运动的向心力主要由反Magnus力 F_M 提供. 考虑到颗粒在势阱中还受径向鞘层静电作用力与离子拖曳力, 因此反Magnus力 F_M 不大于颗粒做主圆周运动的向心力:

$$F_M \leq F_{c2}, \quad (7)$$

$$\beta\pi\eta d^3\omega_0 v \leq mr_2\omega_2^2. \quad (8)$$

由上式可以得出 $\beta\omega_0 \leq 3 \times 10^6$ rad/s. 根据花粉颗粒的形状, 我们设定 $\beta \sim 5$ (对于球形颗粒 $\beta = 1$), 则 $\omega_0 \leq 6 \times 10^5$ rad/s. Tsytovich等的理论分析表明^[11], 颗粒自旋角速度与其表面不规则程度成正比. Karasev等实验测量了表面有小缺陷的玻璃微球的自旋角速度达到 1.2×10^4 rad/s^[11,12]. 由于我们实验用的颗粒表面比Karasev使用的玻璃微球更不规则, 并且颗粒能够呈现出明显的回旋运动, 因此颗粒自旋角速度大小范围约 $10^4 \sim 10^5$ rad/s. 对于这一量级的自旋测量已经超出我们的实验测量范围. 为了确定圆滚运动是不规则的花粉颗粒独有的特征, 我们分别用玻璃和树脂微球体在相同的放电条件下进行了多次实验, 并没有观察到这些球形颗粒的圆滚运动, 只观察到颗粒的随机运动和结晶现象. 因此, 我们可以得出结论, 花粉的自旋引起反Magnus力, 并提供了颗粒做主圆周运动的主要向心力.

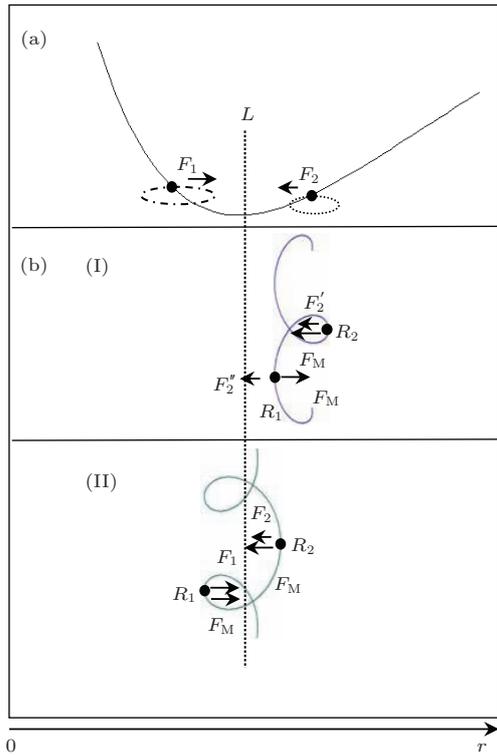


图6 颗粒的受力分析示意图(虚线表示平衡位置线 L (势阱最低点)) (a) 颗粒在鞘层势平衡位置两侧的主要受力示意图; (b) 内滚圆和外滚圆运动的受力分析示意图

Fig. 6. Schematic diagram of the force acting on the grain: (a) the sheath and the forces acting on the grain near the equilibrium position; (b) schematic diagram of the force analysis for the grain with epicycloid and hypocycloid motions. The dashed line indicates the equilibrium line L (the bottom of the potential well).

下面讨论颗粒在水平面内的圆滚运动机理. 为了便于讨论, 我们做以下设定: 1) 自旋颗粒角速度矢量的方向竖直向上, 即颗粒的自旋方向是逆时针的. 2) 自旋角速度 ω_0 和平动速度 v 的值是恒定的, 即 F_M 的大小不变. 通过对实验录像的图像处理, 我们发现颗粒的平动速度大小变化并不大. 3) 当颗粒位于平衡位置线 L (势阱最低点) 内侧时, 颗粒受到的电场力和离子拖曳力的合力的水平分量用 F_1 来表示; 当其位于 L 外侧时, 用 F_2 表示, 如图 6(a) 所示. 鞘层在靠近磁铁时比远离磁铁更陡, 因此在距离 L 相同距离时通常有 $F_1 > F_2$.

颗粒的(尖头)圆滚运动可以分为两类, 如图 6(b) 所示. 对于第 I 类, 颗粒只在平衡线 L 的某一侧运动. 图 6(b) I 所示为颗粒位于平衡线 L 外侧时受力分析. 当颗粒远离平衡线 L 时, F_M 和 F_2' 的方向均向左; 当颗粒靠近 L 时, 这两个力的方向

相反. 这两种情况下满足

$$F_{C2} = F_M + F_2' = \frac{mv^2}{R_2}, \quad (9)$$

$$F_{C1} = F_M - F_2'' = \frac{mv^2}{R_1}, \quad (10)$$

式中 R_1 和 R_2 分别对应靠近和远离磁铁时颗粒的回旋半径, 由此可以得到 $R_1 > R_2$. 随着颗粒运动, 回旋半径会发生周期性的变化, 进而形成内滚圆轨迹, 如图 4(b). 当颗粒距离平衡线足够远时, F_2 会变得较大, 相应的回旋半径 R_2 会很小, 这就产生了尖头状的内滚圆运动, 如图 4(d). 同理, 当颗粒位于平衡线内侧时, 可以得到类似的外滚圆轨迹.

对于第 II 类, 颗粒在平衡线 L 附近运动. 当颗粒在平衡线 L 右侧时, F_M 和 F_2 的方向向左; 当颗粒在平衡线 L 左侧时, F_M 和 F_1 的方向均向右, 如图 6(b) II 所示. 这两种情况满足

$$F_{C2} = F_M + F_2 = \frac{mv^2}{R_2}, \quad (11)$$

$$F_{C1} = F_M + F_1 = \frac{mv^2}{R_1}, \quad (12)$$

一般情况下 $F_1 > F_2$, 则回旋半径 $R_1 < R_2$. 由于较小的回旋半径 R_1 位于平衡线 L 的左侧, 因此回旋半径的周期性变化将产生外滚圆运动, 如图 4(a). 在 L 线附近存在 $F_1 = F_2$ 的特定位置, 此时有 $R_1 = R_2$, 即得到如图 4(h) 所示的小范围圆周运动.

静止颗粒如图 4(g) 所示, 作用于静止颗粒的力在水平面内的合力为零, 颗粒位于鞘层的底部, 其位置可以用来标定平衡线 L . 对于静止的颗粒、波浪形运动以及圆周运动(图 4(e)—(g)), 这三种情况下尘埃颗粒的自旋都很弱, 反 Magnus 力很小, 不能提供足够的力使颗粒沿主圆周运动.

我们以上讨论的仅限于颗粒在水平面内的运动, 并且颗粒自旋的角速度矢量沿竖直方向. 在实验中, 我们还观察到了更复杂的颗粒运动轨迹. 事实上, 由于落入等离子体中的颗粒的初始条件具有随机性, 因此, 自旋角速度方向可以指向三维空间的任意方向, 这意味着作用于颗粒上的反 Magnus 力可能指向水平面以外的方向. 所以, 在三维空间, 反 Magnus 力、重力, 静电力、洛伦兹力和离子拖曳力的共同作用将会使自旋颗粒具有更复杂的运动, 这将是以后研究的内容.

5 结论与讨论

本文研究了非均匀磁场尘埃等离子体中尘埃颗粒在二维水平面内的各种规则运动, 重点讨论了颗粒的圆滚运动. 颗粒自旋引起的反 Magnus 力提供了颗粒沿主圆周运动的主要向心力, 且对圆滚运动的形成起着重要作用, 颗粒自旋角速度的范围约为 $\omega_0 \sim 10^4\text{--}10^5$ rad/s. 根据水平面内的受力分析定性的对实验中观察到的非球形颗粒的各种规则运动进行了合理的解释. 通过与其他微球体颗粒的对比实验, 进一步证明了规则的圆滚运动是不规则颗粒在等离子体中特有的一种运动形式. 研究结果对于深入研究聚变装置中不规则颗粒的运动以及揭示行星环的起源等具有重要意义.

参考文献

- [1] Morfill G E, Ivlev A V 2009 *Rev. Mod. Phys.* **81** 1353
- [2] Amatucci W E, Walker D N, Gatling G, Scime E E 2004 *Phys. Plasmas* **11** 2097
- [3] Huang F, Ye M F, Wang L 2004 *Chin. Sci. Bull.* **49** 2150 (in Chinese) [黄峰, 叶茂福, 王龙 2004 科学通报 **49** 2150]
- [4] Konopka U, Samsonov D, Ivlev A V, Goree J, Steinberg V 2000 *Phys. Rev. E* **61** 1890
- [5] Hou L J, Wang Y N, Mišković 2005 *Phys. Plasmas* **12** 042104
- [6] Liu D Y, Wang D Z, Liu J Y 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 1094 (in Chinese) [刘德泳, 王德真, 刘金远 2000 物理学报 **49** 1094]
- [7] Konopka U, Samsonov D, Ivlev A V, Goree J, Steinberg V, Morfill G E 2000 *Phys. Rev. E* **61** 1890
- [8] Carstensen J, Greiner F, Hou L J, Maurer H, Piel A 2009 *Phys. Plasma* **16** 013702
- [9] Hong X R, Duan W S, Sun J A, Shi Y R, Lü K P 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 2671 (in Chinese) [洪学仁, 段文山, 孙建安, 石玉任, 吕克璞 2003 物理学报 **52** 2671]
- [10] Tsyтович V N, Sato N, Morfill G E 2003 *New J. Phys.* **5** 43
- [11] Karasev V Yu, Dzlieva E S, Eikhvald A I, Ermolenko M A, Golubev M S, Ivanov A Yu 2009 *Phys. Rev. E* **79** 026406
- [12] Karasev V Yu, Dzlieva E S, Eikhvald A I, Ermolenko M A, Golubev M S, Ivanov A Yu 2009 *J. Plasma Fusion Res. Series* **8** 312
- [13] Krasheninnikov S I, Shevchenko V I, Shukla P K 2007 *Phys. Lett. A* **361** 133
- [14] Juan W T, Lin I 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 3073
- [15] Zou X, Liu J Y, Wang Z X, Gong Y, Liu Y, Wang X G 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 3409 (in Chinese) [邹秀, 刘金远, 王正涵, 宫野, 刘悦, 王晓钢 2004 物理学报 **53** 3409]
- [16] Karasev V Yu, Dzlieva E S, Ivanov A Yu, Eikhvald A I 2006 *Phys. Rev. E* **74** 066403
- [17] Holland D L, Fried B D, Morales G J 1993 *Phys. Fluids B* **5** 1723
- [18] Kaw P K, Nishikawa K, Sato N 2002 *Phys. Plasma* **9** 387
- [19] Paeva G V, Dahiya R P, Kroesen G M W, Stoffels W W 2004 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **32** 601

Complex motions of grains in dusty plasma with nonuniform magnetic field*

Gong Wei-Hua Zhang Yong-Liang Feng Fan Liu Fu-Cheng He Ya-Feng[†]

(Key Laboratory of Photo-Electronics Information Materials of Hebei Province, College of Physics Science and Technology, Hebei University, Baoding 071002, China)

(Received 12 November 2014; revised manuscript received 27 April 2015)

Abstract

We have studied various complex motions of the irregular dust grains immersed in non-uniformly magnetized plasma. The cylindrical magnet that we used for experiments significantly alters the radial distribution of the sheath potential which confines the negatively charged grains. Grains are horizontally illuminated by a 50 mW, 532 nm laser sheet and imaged by a CCD camera from the upper transparent electrode. Hypocycloid and epicycloid motions of grains are observed for the first time as far as we know. Cuspate cycloid motions, circle motion, wave motion, and stationary grains are also observed. Their trajectories can be obtained by using long-time exposure, and the characteristic parameters of the grain movement are measured by using the image processing with MATLAB. Though the dust grains can move around the magnet steadily in various trajectories, the induced magnetic field is too weak to give rise to cycloid motions of grains. Then we propose a new mechanism that an inverse Magnus force induced by the spin of the irregular grains plays an important role in their cycloid motions. The pollen pini we used for experiment is not a regular microsphere, there is a symmetry in the shape. On the basis of Bernoulli principle, the pressure difference between the left and right side of the forward moving grains produces the inverse Magnus effect. Additional comparison experiments with regular microspheres are also performed to confirm that the cycloid motions are distinctive features of an irregular dust grain immersed in the plasma. The periodical change of the cyclotron radius as the grain travels would result in the (cuspate) cycloid motions, and the maximal value of angular velocity of spin is about 10^5 rad/s. Our experimental observations can be well explained based on the force analysis in 2D horizontal plane.

Keywords: dusty plasma, irregular grains, inverse Magnus force

PACS: 52.27.Lw

DOI: [10.7498/aps.64.195202](https://doi.org/10.7498/aps.64.195202)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11205044, 11405042), the Natural Science Foundation of Hebei Province, China (Grant Nos. A2011201006, A2012201015), the Research Foundation of Education Bureau of Hebei Province, China (Grant No. Y2012009), the Program for Young Principal Investigators of Hebei Province, Midwest Universities Comprehensive Strength Promotion Project, and the Science Foundation of Hebei University.

[†] Corresponding author. E-mail: heyf@hbu.edu.cn