

背景气体对激光等离子体和外磁场界面上槽纹不稳定性的影响*

张振驰¹⁾ 唐桢波^{1)3)†} 王金灿¹⁾ 佘化冲¹⁾
王志¹⁾ 蓝翔¹⁾ 胡广月^{1)2)‡}

1) (中国科学技术大学核科学技术学院, 中国科学院近地空间环境重点实验室, 合肥 230026)

2) (中国科学院上海光学精密机械研究所, 中国科学院超强激光科学卓越创新中心, 上海 201800)

3) (哈尔滨工业大学物理学院, 哈尔滨 150001)

(2023年7月8日收到; 2023年8月3日收到修改稿)

等离子体在外磁场中膨胀产生的抗磁腔和不稳定性是空间物理和聚变物理中的重要现象. 本文实验研究了激光产生的等离子体在外磁场中膨胀时在抗磁腔表面产生的槽纹不稳定性, 数据分析显示实验中观察到的不稳定性属于大拉莫尔半径槽纹不稳定性. 实验发现充入稀薄背景气体能够显著抑制槽纹不稳定性的发展, 背景气体气压超过 50 Pa 时 (约为抗磁腔表面等离子体密度的 1%), 槽纹不稳定性几乎被完全抑制. 动力学分析表明离子-离子碰撞是抑制不稳定性发展的主要因素. 这些结果对磁场辅助激光聚变和爆炸空间物理现象等领域有重要参考价值.

关键词: 激光等离子体, 外加磁场, 抗磁腔, 槽纹不稳定性

PACS: 52.38.-r, 52.25.Xz, 52.35.Py

DOI: 10.7498/aps.72.20231108

1 引言

外磁场中的等离子体膨胀是空间和天体物理的重要过程. 最早在 AMPTE 和 CRRES 地磁层钡离子释放实验中^[1-4], 观察到爆炸等离子体在磁场中膨胀时形成了抗磁腔, 在磁场和等离子体界面观察到沿着磁力线方向的槽纹状不稳定性结构, 这种槽纹不稳定性增长异常迅速并影响抗磁腔的演化过程. 随后, 在实验室内对这种膨胀速度低于外磁场阿尔芬速度的亚阿尔芬膨胀过程进行了大量实验研究^[5-10], 部分重现了地磁层中看到的抗磁腔

形成和槽纹不稳定性发展过程, 但其中的物理机制仍不清楚^[7,11,12].

在我们之前的实验中^[13], 利用激光产生的等离子体在 7 T 的外磁场中膨胀来产生抗磁腔, 在抗磁腔表面也观察到槽纹不稳定性, 发现是大拉莫尔半径不稳定性产生了槽纹结构, 这种不稳定性增长异常迅速、在很短的时间内就从线性阶段发展到非线性增长阶段. 这种槽纹不稳定性对很多的应用都会产生不利的效果, 例如在间接驱动激光聚变中, 可以利用外加强磁场取代充气来约束腔壁等离子体膨胀^[14], 但槽纹不稳定性会破坏约束效果, 导致腔壁等离子体无法被磁场很好地约束.

* 国家自然科学基金 (批准号: 12175230, 11775223, 12205298)、中国科学院战略先导专项项目 (批准号: XDB16) 和中央高校基本科研业务费专项资金资助的课题.

† 通信作者. E-mail: tanghb@ustc.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: gyhu@ustc.edu.cn

本文在实验上探索抗磁腔表面处槽纹不稳定性抑制方法的抑制方法. 我们对激光烧蚀平面石墨靶产生的碳等离子体在 7 T 外加强磁场中的亚阿尔芬膨胀过程进行了实验测量, 发现在磁场区充入很稀薄的背景气体就能明显地抑制槽纹不稳定性的发展, 理论分析发现离子-离子碰撞是不稳定性被抑制的主要因素.

2 实验设置

图 1 给出了实验中激光、靶、磁场和探测设备的设置情况. 我们使用磁场发生装置产生的脉冲大电流在亥姆霍兹线圈中产生峰值约为 7 T 的准均匀脉冲磁场 [15–17], 磁场峰值持续时间大于 200 ns ($> 90\%$ 峰值强度), 相对于数十纳秒的等离子体演化时间可以近似为准稳态磁场. 532 nm 波长的纳秒激光烧蚀线圈中间的石墨靶 (厚 0.2 mm、宽 2 mm) 产生等离子体, 激光的峰值功率约为 4×10^{12} W/cm², 持续时间约 4.5 ns (半高全宽). 磁场方向平行于靶面, 激光等离子体垂直于磁力线膨胀, 产生抗磁腔和界面的不稳定性. 利用飞秒激光的光学干涉来诊断等离子体密度分布和界面的不稳定性结构, 飞秒激光波长 800 nm、脉冲宽度小于 40 fs. 靶室内可以充入 0.01–800 Pa 气压的氮气来观察充气对抗磁腔和界面不稳定性的影响.

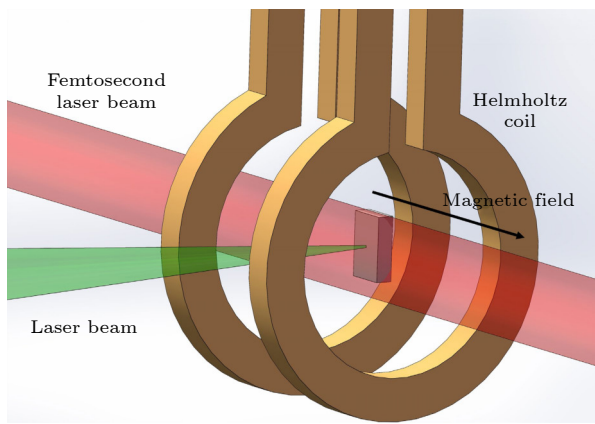


图 1 实验设置
Fig. 1. Experimental setup.

3 实验结果

图 2 和图 3 给出了光学干涉测量的激光等离子体在外磁场中的演化图像, 其中, 图 2 展示了不同充气气压下等离子体在激光作用后 20 ns 时刻

的线积分电子密度分布, 图 3 是部分数据的局部放大图像, 以便更清楚地观察不稳定性发展情况. 从图中可以发现激光等离子体被磁场约束、形成中空的等离子体泡, 因初始等离子体温度较高、速度大, 短时间内磁场难以扩散进等离子体中, 等离子体排空外磁场形成抗磁腔, 在抗磁腔头部有凸起的射流状结构, 在抗磁腔的表面有尖刺状结构, 从两个维度的测量发现这种尖刺是平行于磁力线方向发展的槽纹结构 [13,14], 称为“槽纹不稳定性”. 表 1 列出了真空背景 (0.01 Pa) 时测量的特征等离子体参数, 其中等离子体温度和抗磁腔被磁场减速时的等效重力加速度参考之前的结果 [13].

表 1 真空背景 (0.01 Pa) 时典型的等离子体参数
Table 1. Characteristic plasma parameters at vacuum (0.01 Pa) ambient conditions.

参数	符号	真空条件下的值
靶材料	—	C
有效电荷数	Z	4.5
磁场强度/T	B	7
界面电子密度/(10^{18} cm ⁻³)	n_e	3
离子初始速度/($\mu\text{m}\cdot\text{ns}^{-1}$)	V_{i0}	150
电子温度/eV	T_e	20–50
离子温度/eV	T_i	20–50
电子热速度/($\mu\text{m}\cdot\text{ns}^{-1}$)	V_e	2300
离子热速度/($\mu\text{m}\cdot\text{ns}^{-1}$)	V_i	15.5
不稳定性增长率/ns ⁻¹	γ	0.3
不稳定性波长(μm)	λ	120
等效加速度/($\mu\text{m}\cdot\text{ns}^{-2}$)	g	5.8
密度梯度标长/ μm	L_n	300
等效“重力”漂移速度/($\mu\text{m}\cdot\text{ns}^{-1}$)	V_g	23.1
抗磁漂移速度/($\mu\text{m}\cdot\text{ns}^{-1}$)	V_{di}	2.5
总漂移速度/($\mu\text{m}\cdot\text{ns}^{-1}$)	V_E	25.6
离子回旋半径/ μm	ρ_i	604
电子回旋半径/ μm	ρ_e	1.9
电子回旋频率/(10^{12} rad·s ⁻¹)	ω_{ce}	1.2
离子回旋频率/(10^8 rad·s ⁻¹)	ω_{ci}	2.5
低杂化频率/(10^6 rad·s ⁻¹)	ω_{lh}	3.6
电子等离子体频率/(10^{13} rad·s ⁻¹)	ω_{pe}	6.5
离子等离子体频率/(10^{11} rad·s ⁻¹)	ω_{pi}	9.3
磁约束半径/mm	R_B	1
背景气体密度/(10^{12} cm ⁻³)	n_b	2.4
离子-离子碰撞频率/(10^5 s ⁻¹)	ν_{ii}	5.1
电子-离子碰撞频率/(10^5 s ⁻¹)	ν_{ei}	2.3
电子扩散系数/(10^5 $\mu\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$)	D_e	4.1

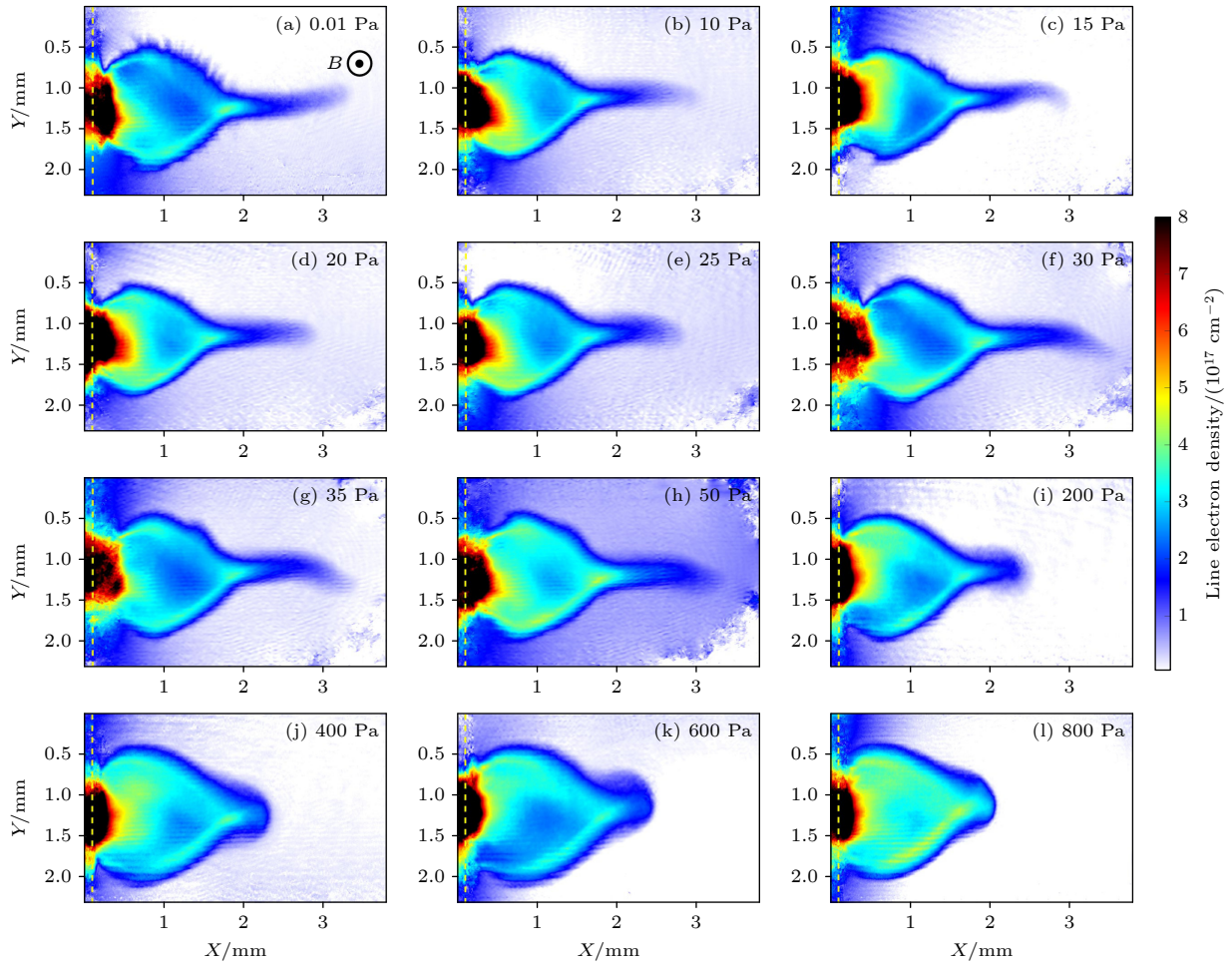


图 2 飞秒激光干涉测量的不同背景气压下碳等离子体在 20 ns 时刻形成的抗磁腔和槽纹不稳定性 (a) 真空背景 (0.01 Pa); (b)–(l) 背景气体气压从 10–800 Pa 变化. 虚线位置为初始靶位, 其左侧是从干涉条纹图解相位时产生的无效数据

Fig. 2. Structures of diamagnetic cavity and flute instability at 20 ns after laser ablation measured by femtosecond laser optical interferometry: (a) Vacuum ambient at 0.01 Pa; (b)–(l) ambient helium gas with pressure from 10–800 Pa. The left side of dotted line (the target surface) is invalid data generated by the process of phase unwrapping from interferogram fringes.

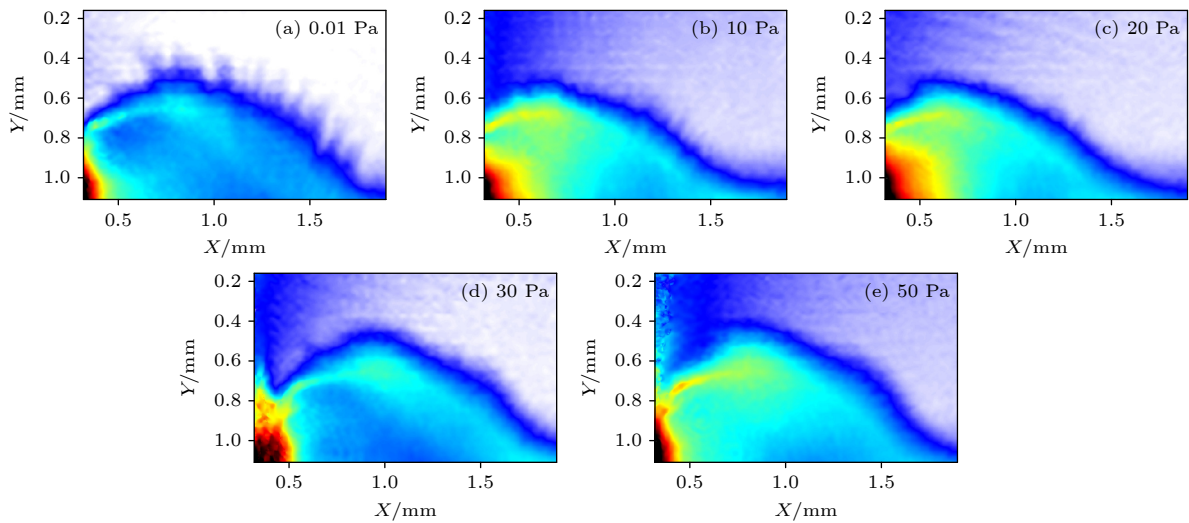


图 3 不稳定性结构图 2(a)–(e) 的局部放大图

Fig. 3. Enlarged views of the flute instability of Fig. 2(a)–(e).

充入氦气背景时,如图4所示,不稳定性结构的振幅和波长发生明显变化.当背景气压大于20 Pa时不稳定性开始明显减弱,当背景气压大于50 Pa时不稳定性几乎被完全抑制,气压超过50 Pa后难以辨认不稳定性结构,因此这里不再展示更高气压结果.同时,随着背景气压的升高,不稳定性模式向短波长变化,从120 μm 减小至50 μm .

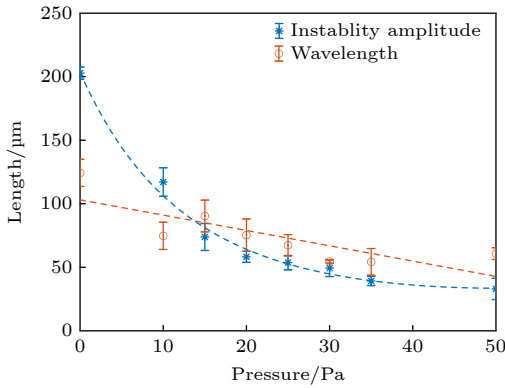


图4 不稳定性结构的振幅和波长随气压的变化

Fig. 4. Amplitude and wavelength of instability structure vs. ambient gas pressure.

充入氦气背景时,抗磁腔尺寸变化很小,但凸起的射流状结构明显变化,如图5所示.背景气压800 Pa时,射流状结构尺寸从不充气的1900 μm 缩小至500 μm .抗磁腔结构虽然变化较小,但其尺寸随着背景气压的增大呈现缓慢增加趋势,这与直观的感觉不太一致;通常认为背景气压增大,背景气体热压和磁压共同作用应该会减小抗磁腔的尺寸,但我们实验中背景气压较低,即使在最高的800 Pa气压时,背景气体压力相对于 1.9×10^7 Pa的磁压力仍然是个可以忽略的小量;因此抗磁腔尺

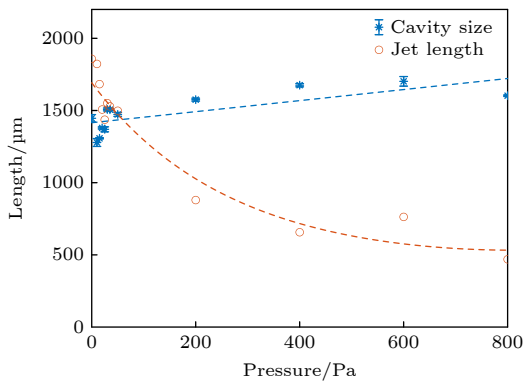


图5 抗磁腔尺寸和射流长度随气压的变化

Fig. 5. Diamagnetic cavity size and jet length vs. ambient gas pressure.

寸的略微增大应该是射流状结构被抑制所致,此时抗磁腔物质泄漏减弱、抗磁腔内等离子体密度和热压增大、对外磁场的排空增强.从图6也可以发现,随着背景气压的升高,抗磁腔表面的电子密度缓慢增大,与抗磁腔尺寸的缓慢增大趋势一致.另外,抗磁腔表面的密度梯度标长随着充气气压的升高有略微增长、梯度变缓.

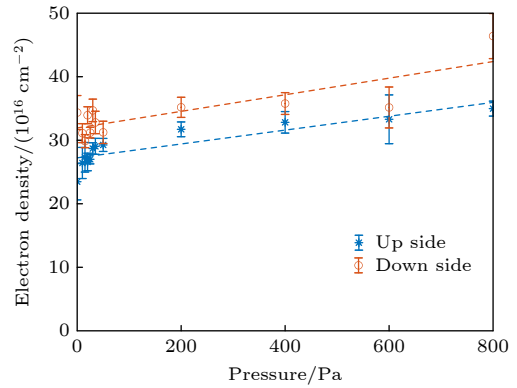


图6 抗磁腔两侧电子密度随气压的变化

Fig. 6. Lined integrated electron density at the surface of the diamagnetic cavity vs. ambient gas pressure.

4 分析和讨论

4.1 大拉莫尔半径不稳定性

实验中,离子回旋周期 $\tau_i = 25$ ns、离子回旋半径 $\rho_i = 604$ μm ,电子回旋周期 $\tau_e = 5.1 \times 10^{-3}$ ns,电子回旋半径 $\rho_e = 1.9$ μm ,相对于等离子体特征演化时间 $\tau = 20$ ns和抗磁腔特征密度梯度标长 $L_n = 300$ μm , $\rho_e \ll L_n$, $\tau_e \ll \tau$; $\rho_i \gg L_n$, $\tau_i > \tau$,因此电子是磁化的、被磁场约束,而离子只是部分磁化、无法直接被磁场约束,离子主要通过电子-离子的电荷分离场间接被磁场约束.电子-离子分离明显时^[13],磁场-等离子体界面的槽纹不稳定性发展会异常迅速,这种双流体的不稳定性最早被用来解释在地磁层观察到的抗磁腔膨胀现象^[18].按照等效重力漂移和抗磁漂移的相对大小,这种双流体的不稳定性可分为大拉莫尔半径不稳定性和低混杂漂移不稳定性两种形式.

抗磁腔的膨胀过程可以简化为球形膨胀时动能和磁能的相互转化.假设真空磁场和理想等离子体(电导率无穷大、无磁扩散和欧姆热),抗磁腔膨胀时的能量守恒方程可写为^[19]

$$E_0 = \frac{1}{2}MV^2 + \frac{B^2}{2\mu_0} \frac{4\pi R^3}{3}, \quad (1)$$

其中, E_0 是等离子体的总能量, M 是等离子体的总质量, V 是等离子体膨胀速度, B 是磁场强度, R 是抗磁腔半径. 初始时刻 $R = 0$, $V = V_0$, $E_0 = 1/2MV_0^2$. 在抗磁腔达到饱和时刻, 等离子体动能完全转化为磁能, 有 $R = R_B$, $V = 0$, 通过简单的计算可以得到 $R_B = [3\mu_0MV_0^2/(4\pi B^2)]^{1/3}$.

抗磁腔膨胀过程中, 等离子体的等效平均加速度 g 可以通过对方程 (1) 求导得到 ($dE_0/dt = 0$):

$$g = -\frac{dV}{dt} = \frac{2\pi B^2}{\mu_0 M} R^2. \quad (2)$$

对于电子磁化、离子非磁化的情况, 电子受到磁场的约束, 而磁场对离子的直接作用可以忽略, 在抗磁腔表面将形成径向朝内的电荷分离场. 因此离子的径向动量方程可以写为^[20]

$$n_i m_i \frac{dV_{ir}}{dt} = n_i Z e E_r - \frac{dP_i}{dr}, \quad (3)$$

其中, n_i 是离子密度, m_i 是离子质量数, V_{ir} 是离子径向速度, Z 是离子电离度, E_r 是径向电荷分离场, $P_i = n_i(r) T_i$ 是离子热压 ($T_i = m_i v_i^2/2$, v_i 是离子热速度), 为了简单起见, 电场 E_r 的表达式可以写为

$$E_r = -\frac{m_i v_i^2}{2ZeL_n} - \frac{m_i g}{Ze}. \quad (4)$$

在离子静止坐标系下, 电子将产生角向的 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 漂移:

$$V_{E \times B} = -\frac{E_r}{B} = \frac{g}{\omega_{ci}} + \frac{v_i^2}{2\omega_{ci}L_n} = V_g + V_{di}, \quad (5)$$

其中, ω_{ci} 是离子回旋频率, V_g 是等效重力漂移速度, V_{di} 是抗磁漂移速度/梯度漂移速度.

从方程 (5) 可以看出, 漂移速度由两项组成, 第 1 项是等效加速度造成的“重力漂移” V_g , 第 2 项是密度梯度造成的抗磁漂移 V_{di} . 这两种漂移为不稳定性的产生提供了自由能. 当 $V_g \gg V_{di}$ 时, 大拉莫尔半径不稳定性占主导; 而当 $V_{di} \gg V_g$ 时, 低混杂漂移不稳定性占主导. 实验测量的 $g = 5.8 \mu\text{m}/\text{ns}^2$, $L_n = 300 \mu\text{m}$, 如表 1 所示, 计算得到 $V_g \gg V_{di}$, 因此属于大拉莫尔半径不稳定性.

4.2 充背景气体时离子-离子碰撞抑制不稳定性

图 4 的结果表明, 随着背景气体气压的升高,

不稳定性的发展将受到抑制. 本节将对其中的物理机制进行分析. 大拉莫尔半径不稳定性的色散方程和短波长极限时的线性增长率为^[21]

$$\omega^2 - \omega_{ci} k L_n \omega + k^2 g L_n = 0, \quad (6)$$

$$\gamma_{\text{LLRI}} = k(g L_n)^{1/2}, \quad (7)$$

其中, $k = 1/\lambda$ 是波数.

从方程 (7) 能直接想到的解释充气抑制不稳定性发展的机制是充气改变了不稳定性模式的波长、抗磁腔等效重力和密度梯度标长. 随着充气气压增大, 从图 5 的抗磁腔尺寸变化可以发现, 抗磁腔的等效重力只是略微减小, 而抗磁腔表面的密度梯度标长略微增大 (图 7), 这两项对不稳定性的作用基本相互抵消. 而不稳定性模式的波数随着气压升高而增大 (图 4), 这产生的效果与不稳定性幅度减小的趋势相反. 因此不稳定性的波长、抗磁腔等效重力和密度梯度标长的变化无法解释充气抑制不稳定性发展的实验现象.

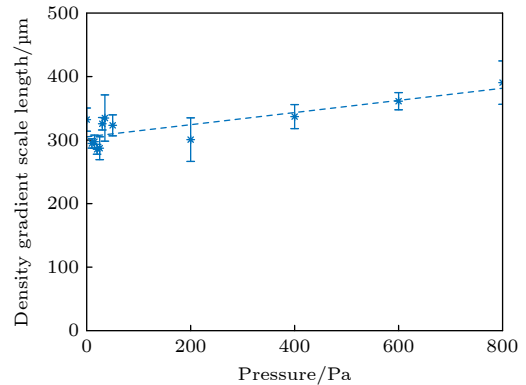


图 7 密度梯度标长随气压的变化. 认为等离子体为球形膨胀, 选取打靶点为球心, 从 $\theta = 40^\circ, 50^\circ, 60^\circ, 70^\circ$ 四个角度测量梯度标长

Fig. 7. Density gradient scale length at the surface of diamagnetic cavity vs. ambient gas pressure. Considering that the plasma expands spherically around the laser irradiated target, the gradient scale lengths are measured at four angles of $\theta = 40^\circ, 50^\circ, 60^\circ, 70^\circ$.

研究发现充入背景气体的离子与抗磁腔内激光等离子体的离子之间的离子-离子碰撞抑制了抗磁腔表面的槽纹不稳定性. 激光辐照固体靶产生的辐射场通过光电离机制将背景气体电离为离子, 在本文实验中背景气体密度一直比较低, 背景气体的电离率基本不受充气气压的影响.

我们使用 Huba 等^[21]发展的动理学方法进行分析, 这个模型给出了含有碰撞项的不稳定性色散

方程, 如方程 (8) 所示:

$$\begin{aligned} & [\omega(\omega + i\nu_{in}) - \omega_{lh}^2] (\omega - k_y V_E + i\nu_e + ik_y^2 D_e) \\ & = -\omega_{lh}^2 \omega (\omega + i\nu_{in}) \\ & \times \left[\frac{1}{\omega_{ci} k_y L_n} + \frac{i\nu_e}{\omega(\omega + i\nu_{in})} - \frac{ik_y^2 D_e}{\omega_{lh}^2} \right], \quad (8) \end{aligned}$$

其中, V_E 是方程 (5) 中电漂移项 $V_{E \times B}$, ν_{in} 是离子-中性原子碰撞频率, $\nu_e = \nu_{ei} + \nu_{en}$ 是电子-离子碰撞频率和电子-中性原子碰撞频率之和, $D_e = \nu_e \rho_e^2 / 2$ 是电子扩散系数, k_y 是波数. 从方程 (8) 可以看出, 不稳定性由一个低杂波模式 ($\omega = \omega_{lh}$) 和一个漂移波模式 ($\omega = k_y V_E$) 组成, 而碰撞效应对两个波模式都有抑制作用.

激光打靶点产生的辐射场可以通过光电离机制将靶面附近几毫米内的氦气完全电离 [22]. 因此考虑背景气体全电离时的离子-离子碰撞 (因离子-中性原子碰撞频率比离子-离子碰撞频率低 2 个量级, 可以忽略背景气体中未电离的中性原子的贡献), 将方程 (8) 中与中性原子的碰撞替换为与背景离子的碰撞来解释我们观察到的实验现象, 碰撞频率为 [23]

$$\nu_{\alpha\beta} = \frac{4\pi Z_\alpha^2 Z_\beta^2 e^4 n_\beta}{m_{\alpha\beta}^2 v_r^3} \ln \Lambda_{\alpha\beta}, \quad (9)$$

其中, α 和 β 代表不同的粒子种类, $m_{\alpha\beta} = \frac{m_\alpha m_\beta}{m_\alpha + m_\beta}$, $\ln \Lambda_{\alpha\beta}$ 是库仑对数, $v_r = |\langle v_\alpha \rangle - \langle v_\beta \rangle|$ 是相对速度.

在计算方程 (8) 时, 碰撞频率 $\nu_{ii'}$ 和 $\nu_{ei'}$, 以及电子扩散系数 D_e 的值与背景气压成正比, 表 1 只给出了真空条件下 (0.01 Pa) 的数值, $\nu_{ii'} = 5.1 \times 10^5 \text{ s}^{-1}$, $\nu_{ei'} = 2.3 \times \text{s}^{-1}$, 及 $D_e = \nu_{ei'} \rho_e^2 / 2 = 4.1 \times 10^5 \text{ } \mu\text{m}^2/\text{s}$, 充气时这些参数的数值可由解析公式给出. 表 1 中的低杂化频率 ω_{lh} , 漂移速度 V_E 以及密度梯度标长 L_n 的值不随压强变化, 其中, 低杂化频率 $\omega_{lh} = \omega_{pi} / \sqrt{1 + \omega_{pe}^2 / \omega_{ci}^2} = 3.6 \times 10^6 \text{ rad/s}$, 漂移速度 $V_E = V_g + V_{di} = 25.6 \text{ } \mu\text{m}/\text{ns}$, 密度梯度标长 $L_n = 300 \text{ } \mu\text{m}$. 将这些等离子体参数代入 (8) 式, 可得到图 8 不稳定性的色散曲线和图 9 不稳定性增长率曲线. 图中实线代表同时包含两种碰撞效应的结果, 虚线是只包含 $\nu_{ei'}$ 或 $\nu_{ii'}$ 的结果, 各图横纵坐标分别通过离子回旋半径 ρ_i 和离子回旋频率 ω_{ci} 做了归一化处理. 可以发现, 随着充气气压升高, 碰撞项的作用越来越显著, 其中离子-离子碰撞起主导作用、电子碰撞影响很小, 离子-离子碰撞抑制

不稳定性的增长、也使不稳定性模式变化, 在短波长 (大波数) 极限下离子-离子碰撞的作用更加明显.

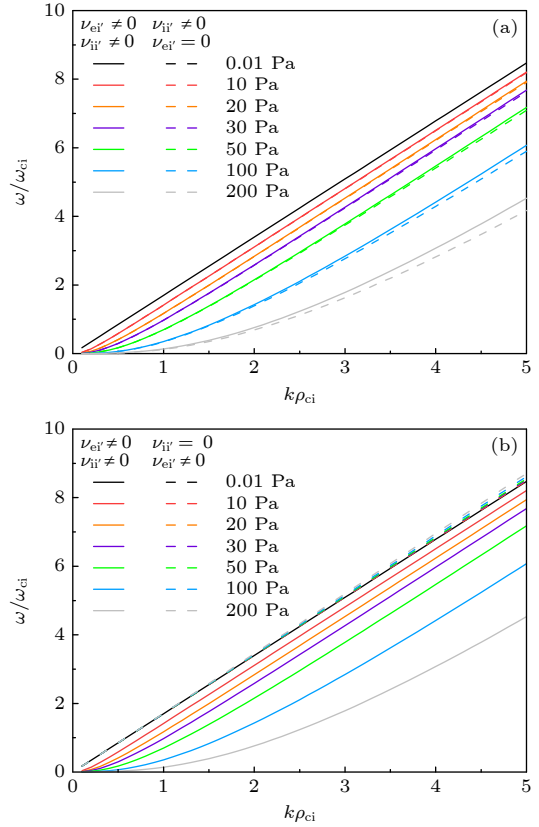


图 8 不同气压时的不稳定性色散曲线, 实线同时包含离子-离子碰撞项和电子-离子碰撞项 (a) 虚线仅包含离子-离子碰撞; (b) 虚线仅包含电子-离子碰撞

Fig. 8. Instability dispersion curves at different gas pressures, the solid lines include both ion-ion and electron-ion collision effect: (a) Dashed lines include only the ion-ion collision; (b) dashed lines include only the electron-ion collision.

图 10 对比了实验测量和理论模型计算的不稳定性的增长率. 在处理实验测量的不稳定性增长率时, 我们之前的结果 [10] 发现不稳定性大约从 5 ns 时刻开始发展, 因此近似认为从 5—20 ns 不稳定性处于线性增长阶段, 增长率可写为 $\gamma_{\text{mea}} = \ln(A)/t$, 其中 A 是 20 ns 时刻的不稳定性振幅 (图 4), $t = 15 \text{ ns}$ 是不稳定性线性增长时间; 另外, 在实验中不稳定性模式的平均波长为 $75 \text{ } \mu\text{m}$ (图 4), 选取对应波数的理论计算的增长率与实验结果进行比较 (图 9(a) 实线 $k\rho_{ci} \approx 0.85$ 对应的增长率), 理论计算与实验结果对比如图 10 所示, 可以发现, 理论模型计算的增长率与实验数据符合得很好, 说明充入背景气体时主要是离子-离子碰撞效应抑制了不稳定性的增长.

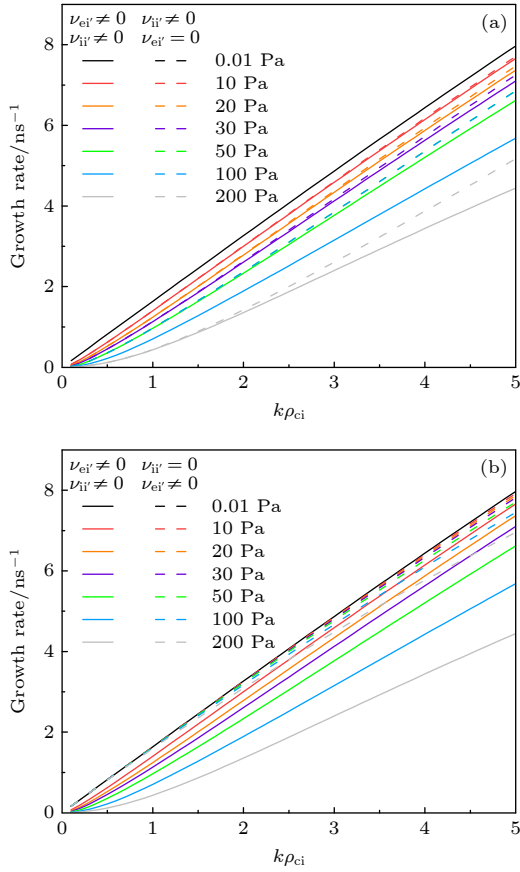


图 9 计算的不同气压时的不稳定性增长, 实线同时包含了离子-离子碰撞项和电子-离子碰撞项 (a) 虚线仅包含离子-离子碰撞项; (b) 虚线仅包含电子-离子碰撞

Fig. 9. Growth rates calculated at various gas pressure, the solid lines include both ion-ion and electron-ion collision effect: (a) Dashed lines include only the ion-ion collision; (b) dashed lines include only the electron-ion collision.

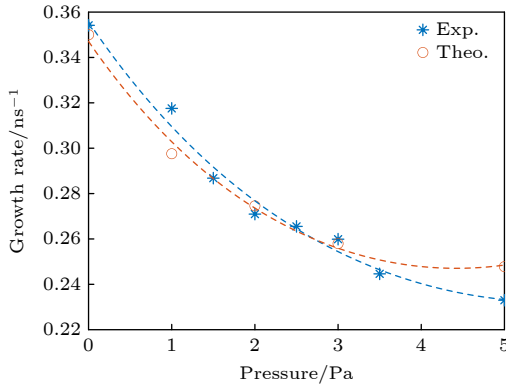


图 10 不稳定性增长率随气压的变化

Fig. 10. Instability growth rate vs. ambient gas pressure.

5 总结

实验测量了激光等离子体在外磁场膨胀时在外磁场表面形成的槽纹不稳定性, 发现充入低密度

氦气背景会显著抑制不稳定性发展, 当气压超过 50 Pa (约为抗磁腔表面等离子体密度的 1%), 不稳定性结构基本消失. 实验中背景气体的气压远小于磁压, 因此抗磁腔宏观参数例如抗磁腔等效重力、密度和密度梯度标长、不稳定模式的波数等无法解释这种现象. 采用动理学模型分析, 发现背景气体被激光打靶产生的辐射场光电离后的离子-离子碰撞效应在抑制不稳定性发展过程中占据主要地位, 它可以在很低的背景气体密度下就能抑制不稳定性的发展. 这些结果在激光等离子体的磁场控制中有重要的应用.

参考文献

- [1] Lüthi H, Klöcker N, Acuña M H 1988 *Adv. Space Res.* **8** 11
- [2] Bernhardt P A 1992 *Phys. Fluids B* **4** 2249
- [3] Valenzuela A, Haerendel G, Föppl H, Melzner F, Neuss H, Rieger E, Stöcker J, Bauer O, Höfner H, Loidl J 1986 *Nature* **320** 700
- [4] Bernhardt P A, Roussel-Dupre R A, Pongratz M B, Haerendel G, Valenzuela A, Gurnett D A, Anderson R R 1987 *J. Geophys. Res. Space Phys.* **92** 5777
- [5] Dimonte G, Wiley L G 1991 *Phys. Rev. Lett.* **67** 1755
- [6] Peyser T A, Manka C K, Ripin B H, Ganguli G 1992 *Phys. Fluids B* **4** 2448
- [7] Collette A, Gekelman W 2011 *Phys. Plasmas* **18** 055705
- [8] Zakharov Y P 2002 *Adv. Space Res.* **29** 1335
- [9] Yao W P, Capitaine J, Khiar B, Vinci T, Burdonov K, Béard J, Fuchs J, Ciardi A 2022 *Matter Radiat. Extremes* **7** 026903
- [10] Plechaty C, Presura R, Esaulov A A 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 185002
- [11] Ripin B H, McLean E A, Manka C K, Pawley C, Stamper J A, Peyser T A, Mostovych A N, Grun J, Hassam A B, Huba J D 1987 *Phys. Rev. Lett.* **59** 2299
- [12] Brecht S H, Gladd N T 1992 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **20** 678
- [13] Tang H B, Hu G Y, Liang Y H, Wang Y L, Tao T, Hu P, Yuan P, Zhu P, Zuo Y, Zhao B, Zheng J 2020 *Phys. Plasmas* **27** 022108
- [14] Tang H B, Hu G Y, Liang Y H, Tao T, Wang Y L, Hu P, Zhao B, Zheng J 2018 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **60** 055005
- [15] Hu P, Zhao J Y, Wang J C, Zhang Z C, Tang H B, Hu G Y 2022 *J. Instrum.* **17** P07036
- [16] Wang Y L, Hu G Y, Hu P, Liang Y H, Yuan P, Zheng J 2019 *Rev. Sci. Instrum.* **90** 075108
- [17] Hu P, Hu G Y, Wang Y L, Tang H B, Zhang Z C, Zheng J 2020 *Rev. Sci. Instrum.* **91** 014703
- [18] Hassam A B, Huba J D 1987 *Geophys. Res. Lett.* **14** 60
- [19] Gisler G, Lemons D S 1989 *J. Geophys. Res. Space Phys.* **94** 10145
- [20] Winske D 1988 *J. Geophys. Res. Space Phys.* **93** 2539
- [21] Huba J D, Hassam A B, Winske D 1990 *Phys. Fluids B* **2** 1676
- [22] Ali A W, McLean E A 1985 *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **33** 381
- [23] Fiuza F, Swadling G F, Grassi A, et al. 2020 *Nat. Phys.* **16** 916

Influence of background gas on flute instability produced at interface between laser plasma and external magnetic field*

Zhang Zhen-Chi¹⁾ Tang Hui-Bo^{1)3)†} Wang Jin-Can¹⁾ Si Hua-Chong¹⁾
Wang Zhi¹⁾ Lan Xiang¹⁾ Hu Guang-Yue^{1)2)‡}

1) (*Key Laboratory of Near Earth Space Environment of Chinese Academy of Sciences, School of Nuclear Science and Technology, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China*)

2) (*Ultra Intense Laser Science Excellence and Innovation Center of Chinese Academy of Sciences, Shanghai Institute of Optics and Precision Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China*)

3) (*School of Physics, Harbin Institute of Technology, Harbin 150001, China*)

(Received 8 July 2023; revised manuscript received 3 August 2023)

Abstract

Diamagnetic cavity and flute instability generated by plasma expansion in an external magnetic field are important phenomena in space and fusion physics. We use a nanosecond laser irradiated carbon planar target to generate plasma, and the plasma expands in a 7 T transverse pulsed magnetic field to produce diamagnetic cavity. The flute instabilities formed on the surface of the diamagnetic cavity are explored experimentally. Data analysis shows that, under our experimental parameters, the gyroradius of electron (ρ_e) is much smaller than the density gradient scale length of the diamagnetic cavity (L_n), while the ion's gyroradius (ρ_i) is much larger than L_n , indicating that the electrons are magnetized while the ions are not. The relative drift between electrons and ions provides free energy for developing the flute instability, which is composed of gravity drift and diamagnetic drift. The calculation shows that the gravity drift velocity is much larger than the diamagnetic drift velocity in our experiment, so the instability belongs to the large Larmor radius instability. By filling the target chamber with rarefied helium ambient gas, we find that the flute instabilities are inhibited significantly. When the ambient gas pressure exceeds 50 Pa (about 1% of the interface plasma density of diamagnetic cavity), the flute instabilities are almost completely suppressed. Kinetic analyses show that ion-ion collision and electron-ion collision, especially the former, are the main effects that inhibit the development of instability. Our results are of benefit to laser fusion and address the fundamental question of explored space phenomena.

Keywords: laser plasma, external magnetic field, diamagnetic cavity, flute instability

PACS: 52.38.-r, 52.25.Xz, 52.35.Py

DOI: 10.7498/aps.72.20231108

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12175230, 11775223, 12205298), the Strategic Priority Research Program of Chinese Academy of Sciences, China (Grant No. XDB16), and the Fundamental Research Funds for the Central Universities of China.

† Corresponding author. E-mail: tanghb@ustc.edu.cn

‡ Corresponding author. E-mail: gyhu@ustc.edu.cn



背景气体对激光等离子体和外磁场界面上槽纹不稳定性的影响

张振驰 唐桢波 王金灿 佘化冲 王志 蓝翔 胡广月

Influence of background gas on flute instability produced at interface between laser plasma and external magnetic field

Zhang Zhen-Chi Tang Hui-Bo Wang Jin-Can Si Hua-Chong Wang Zhi Lan Xiang Hu Guang-Yue

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 225201 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20231108

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20231108>

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

用于激光等离子体中脉冲强磁场产生的电感耦合线圈

Optimization of pulsed intense magnetic field device for laser plasma experiment via inductively coupled coil

物理学报. 2021, 70(16): 165202 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210441>

磁场对激光驱动Kelvin–Helmholtz不稳定性影响的二维数值研究

Two-dimensional numerical study of effect of magnetic field on laser-driven Kelvin–Helmholtz instability

物理学报. 2020, 69(24): 244701 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20201167>

磁场对激光驱动Rayleigh–Taylor不稳定性影响的数值研究

Numerical study of effect of magnetic field on laser-driven Rayleigh–Taylor instability

物理学报. 2022, 71(15): 154701 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220362>

用单发电子束探测激光等离子体内电磁场演化实验研究

A single long electron bunch detect electromagnetic field evolution in laser plasma

物理学报. 2022, 71(1): 012901 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211374>

激光等离子体光丝中太赫兹频谱的调控

Control of the terahertz spectra generated from laser induced plasma

物理学报. 2020, 69(2): 024205 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191200>

纵向磁场抑制Richtmyer–Meshkov不稳定性机理

Mechanism of longitudinal magnetic field suppressed Richtmyer–Meshkov instability

物理学报. 2020, 69(18): 184701 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200363>