

一种低喷气量微气室喷嘴在激光尾场加速中的应用*

张晓辉 吴玉迟 朱斌 王少义 闫永宏 谭放 于明海 杨月
李纲 张杰 温家星 周维民 栗敬钦 谷渝秋†

(中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 等离子体物理重点实验室, 绵阳 621900)

(2022年9月26日收到; 2022年10月28日收到修改稿)

激光尾场加速是一种利用超强飞秒激光与气体靶作用加速电子的新型加速技术, 经过40多年的发展已经日益成熟, 但是重复频率相比传统加速器还有很大的差距. 高重复频率加速是未来激光尾场加速的一个重要发展方向, 届时气体靶给真空系统带来的负载将不可忽视, 这可能会成为限制重复频率的重要因素. 本文设计了一种应用于中小规模激光器的微气室喷嘴, 并通过三维流体模拟对比了这种喷嘴和常用的超音速喷嘴的喷气量差异, 证明它不仅能够产生和超音速喷嘴类似的密度分布, 还能够大幅降低喷气量, 从而减小真空系统的负载, 提高重频的上限. 此外, 把这种微气室喷嘴应用于激光尾场加速实验中, 在多条件下产生了稳定性很好的电子束. 这个工作将为高重频、高稳定性的尾场加速做出贡献.

关键词: 激光尾场加速, 高重复频率, 微气室喷嘴

PACS: 52.38.Kd, 52.38.-r,

DOI: 10.7498/aps.72.20221868

1 引言

激光尾场加速 (laser wakefield acceleration, LWFA) 是一种新型的加速技术^[1-4], 有望带来加速器领域的革命. 它利用超短脉冲激光在稀薄等离子体中产生的等离子体波加速电子, 可在数毫米的距离内将电子加速到数百兆电子伏特甚至数吉电子伏特. 相比传统射频场加速器, LWFA 具有加速梯度高、脉冲短、焦斑小等诸多优势, 吸引了各国研究者的广泛兴趣. 经过40多年的发展, LWFA 技术日渐成熟, 在电子束的能量^[5-9]、单能性^[10-13]、稳定性^[14]等指标上都达到了很高的水平. 然而, LWFA 的重复频率相比传统加速器还有很大的差距. 目前射频场加速器的重复频率已经可以达到数兆赫兹, 尽管某些少周期激光器能够实现 10 Hz 甚至 1 kHz 的重频加速^[15], 但产生的电子能量和电

量都比较低, 应用场景受限, 而多数 LWFA 实验的重复频率甚至不到 1 Hz^[14,16-18]. 过低的重复频率已经成为限制 LWFA 应用的一个重要因素. 可以预见, 高重频的 LWFA 将是未来重要的发展方向之一.

除了激光器本身, 靶也是限制 LWFA 重复频率的重要因素. LWFA 需要在真空中进行, 真空度一般要求优于 10^{-2} Pa. 但是 LWFA 需要用到气体靶, 它被激光预脉冲电离形成稀薄等离子体, 之后与激光主脉冲作用产生高能电子. 气体靶的使用将对真空系统产生影响. 为了保证一致性, 前一发打完后需要尽快把真空抽至 10^{-2} Pa 以下才能进行下一发打靶, 因此喷气量就成了限制重复频率的一个重要因素. 喷气量主要由出口处的气体密度、流速、出口面积等因素决定. 目前尾场加速中常用的靶主要有超音速喷嘴^[19,20]、气室^[21-23]和放电毛细管^[7,9]几种. 采用放电毛细管进行高重频加速有很

* 等离子体物理重点实验室基金 (批准号: 6142A04210101, 6142A04200103) 和国家自然科学基金 (批准号: 12004353, 11975214, 11991071, 11905202, 12175212) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: yqgu@caep.cn

大的困难,它口径较小容易被激光打坏,因此不在这篇文章的讨论范围之内.剩下的两种靶中,超音速喷嘴一般长度较短,比较适合用在中小规模的激光器上进行短距离、较低能量的电子加速,而气室靶往往尺寸较大,比较适合在大规模激光器上进行长距离、高能电子加速.就喷气量而言,超音速喷嘴的背压较高,喷气量较大,而气室靶背压低,喷气量相对较小.造成这种差异的主要原因在于两种靶的工作方式.一般情况下 LWFA 需要气体密度呈平台状分布,并且具有较短的上升沿和下降沿.对于超音速喷嘴,激光在喷嘴外的开放空间与气流作用,出口处的长度和密度都由尾场加速的需求决定,无法随意更改.另一方面,气流的速度必须足够高,才能够抑制横向扩散,实现所需的平台状密度分布.上面这些因素决定了超音速喷嘴喷气量可以优化的空间十分有限.在使用气室时,激光在气室内部与气体作用,带来以下好处:1)气室的出气口只要能保证激光光斑通过即可,基本不受等离子体长度影响,所以出气口的面积可大幅减小;2)出口处并非激光作用的主要区域,这里的密度和流速可以进行专门优化.除此之外,由于气流被气室壁约束,不需要很高的流速也可以实现平台状的密度分布,流速降低还能减轻激波、紊流等因素的影响,提高尾场加速的稳定性.

尽管气室在喷气量上具有一定的优势,但是以往的气室长度往往在厘米量级,更适合在中大型激光器上使用,这类激光装置本身重复频率较低,对高重复频率的需求并不迫切.而中小规模的激光器造价较低,更容易在高校、医院等单位推广,对重复频率的需求也更为迫切.目前对气体靶喷气量的研究较为缺乏.本文针对中小规模激光器设计了一种微气室喷嘴,并通过流体程序模拟对比了这种微气室喷嘴和同尺寸超音速喷嘴在喷气量上的差异.结果表明相比超音速喷嘴,微气室喷嘴的喷气量减小了 97%,同时还能产生更长的平台区.在随后开展的 LWFA 实验中,采用这种微气室喷嘴还能够在多条件下产生高稳定度的电子束.这将极大地提高 LWFA 中气体靶重复频率的上限.

2 喷嘴设计

图 1 展示了超音速喷嘴 (a) 与微气室喷嘴 (b) 的截面示意图.超音速喷嘴内部为缩放结构,

气流从底部进入,从上方出口喷出,激光(图中黑色虚箭头)在出口上方与气流作用.微气室喷嘴内部为直筒结构,上方没有开口,气流进入内部后从左右两侧的开孔流出.激光从开口处穿过与气体作用,如图中黑色虚箭头所示.两侧开孔设计成锥孔,以便气体快速扩散,缩短气体密度上升沿和下降沿的长度.超音速喷嘴的喉部是影响气流分布的关键,尺寸往往在亚毫米量级,加工难度较大,而这种微气室喷嘴结构更加简单,更容易加工.

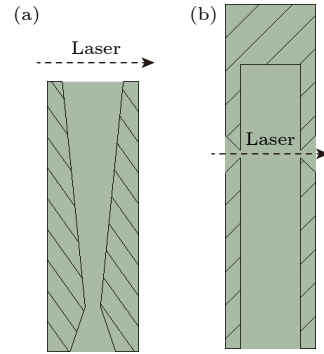


图 1 超音速喷嘴 (a) 与微气室喷嘴 (b) 截面示意图
Fig. 1. Cross sections of the supersonic nozzle (a) and the micro gas cell (b).

3 流体模拟

利用流体程序 Fluent 对微气室喷嘴和超音速喷嘴进行三维模拟,对两者的喷气量进行分析.微气室喷嘴外形为长方体,壁厚 1 mm,内部挖了一个直径 4 mm、高 18 mm 的圆筒.锥孔为 90°,距喷嘴底部 13 mm,在内部直筒交接处形成了直径约 0.5 mm 的近似圆形注入孔,而在外表面形成了直径 2.5 mm 的圆孔.超音速喷嘴内部为缩放结构,入口直径为 3 mm,出口直径为 4 mm,喉部直径为 0.5 mm.收缩段高度为 3 mm,扩张段高度为 15 mm.在真实场景中喷嘴需要连接脉冲电磁阀使用.模拟中两个喷嘴下方都有一段直径 0.7 mm、长 2 mm 的注入段,代表电磁阀的出气孔.利用气体流域的对称性,只模拟其中 1/4 的区域.气体采用 N_2 ,设为理想气体,采用 $k-\epsilon$ 湍流模型.调整入口的压力,使 N_2 分子密度达到 $5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 左右,这里微气室喷嘴取的是锥孔高度,超音速喷嘴取的是出口上方 2 mm 处的数据,分别如图 2(a) 和图 2(b) 中黑色虚线所示.假设 N 原子的外壳层电子全部被电离的话,对应的等离子体密度大约在 $5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$,是尾场加速中常用的等离子体密

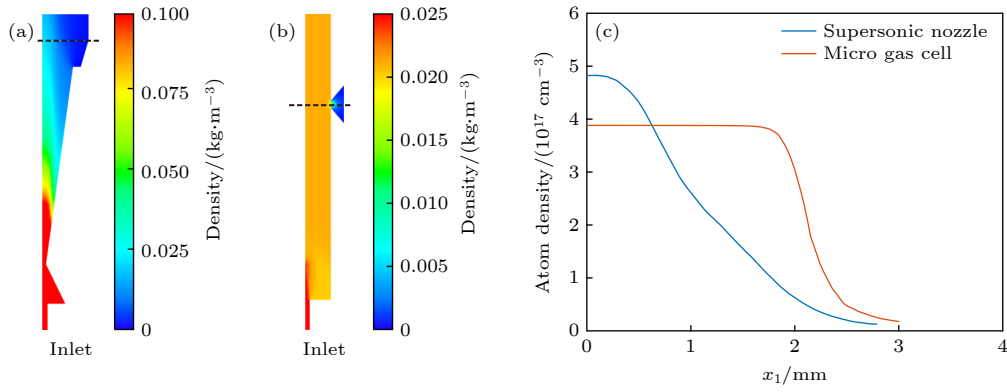


图 2 超音速喷嘴 (a) 与微气室 (b) 气流密度分布的模拟结果; (c) 比较了两个喷嘴在激光传播方向上 ((a) 和 (b) 中黑色虚线位置) 的分子密度分布

Fig. 2. Density distribution of the supersonic nozzle (a) and the micro gas cell (b); (c) the molecular number density along the laser propagation direction (dash lines) are compared in (c).

度. 为了达到这样的密度, 微气室喷嘴入口压力是 5 kPa, 而超音速喷嘴入口压力则达到了 200 kPa. 图 2(a) 和图 2(b) 分别展示了两个喷嘴内部的密度分布, 请注意两者色标的差异. 图 2(c) 展示了这两个喷嘴在激光高度的密度分布 (对应图 2(a) 和图 2(b) 中黑色虚线处). 可以看到, 微气室喷嘴内部气流密度非常均匀, 在锥孔高度上气流呈现了很好的平台型分布, 上升/下降沿的长度约 300 μm. 在超音速喷嘴的例子中, 平台区长度不到 1 mm, 上升/下降沿的长度超过了 1.5 mm (需要说明的是, 这个例子采用了气体 N₂, 背压较低, 出口流速低, 造成平台区较短. 在另外一个模拟中采用气体 He 在 1 MPa 下可以产生相近的气体密度, 平台区的长度达到了 1.5 mm). 超音速喷嘴的喷气量达到了 21.4 mg/s, 而微气室喷嘴只有 0.73 mg/s, 比超音速喷嘴减小了 97%, 这将极大地降低真空系统的负载.

对影响喷气量的因素进行分析, 图 3 展示了超音速喷嘴出口 ((a) 和 (b)) 和微气室内壁锥孔处 ((c) 和 (d)) 的流速与密度分布 (内壁锥孔更有代表性, 它必须远大于激光焦斑, 而外面表锥孔受锥角、壁厚等因素的影响, 不具代表性). 超音速喷嘴出口气体密度最高处为 0.025 kg/m³, 流速最高达到 721 m/s. 而微气室出口气体密度最高处为 0.016 kg/m³, 流速最高达到 270 m/s, 相较而言, 气流速度的下降幅度更为明显. 超音速喷嘴的出口面积约为 12.5 mm², 微气室喷嘴两个出口面积总共是 0.39 mm², 是超音速喷嘴的 1/32. 不过从图 3 可以看出, 超音速喷嘴出口处高流速、高密度区域占出口面积的比例较低, 意味着等效出口面积并没

有达到 12.5 mm². 从上述结果可以看出, 微气室喷嘴喷气量降低的主要来源是出口面积和出口流速的减小.

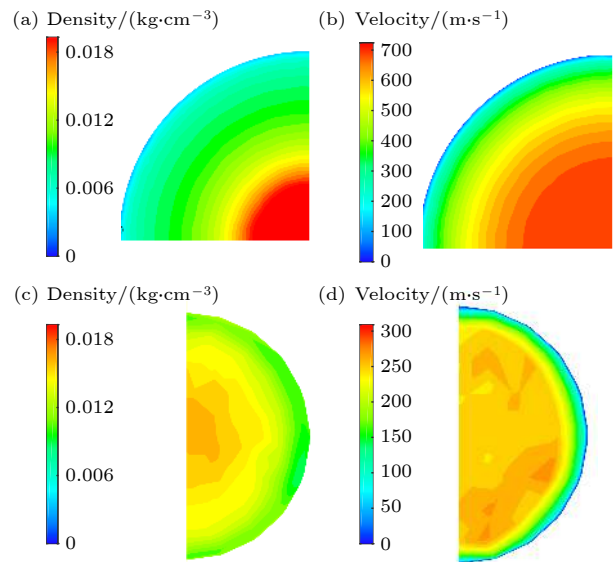


图 3 超音速喷嘴出口 (a), (b) 和微气室喷嘴内壁锥孔 (c), (d) 的气体密度 (a), (c) 和流速 (b), (d) 分布

Fig. 3. Density (a), (c) and velocity (b), (d) distribution at the exit of the supersonic nozzle (a), (b) and the internal interface of the micro gas cell (c), (d).

对不同尺寸的微气室喷嘴进行了模拟, 这些喷嘴内部圆筒的直径分别为 1, 2, 3 和 4 mm, 壁厚以及其他参数均与图 2(b) 中的喷嘴保持一致. 模拟中气体仍然选择 N₂, 入口压力都设为 5 kPa, 图 4 展示了不同喷嘴的气流密度分布. 从图 4 可以看出, 在这些模拟中气体密度保持了较好的平台状分布. 随着内径从 1 mm 增至 4 mm, 气体的中心密

度逐渐从 $8.2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 逐渐降低到 $4.5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. 这是因为电磁阀出口的直径只有 0.7 mm, 小于微气室的内径. 气流从电磁阀出口进入气室后, 内径越大, 气体的膨胀越明显, 密度也就越低. 另一方面随着内径增大, 喷气速率从 0.56 mg/s 提高到 0.73 mg/s, 呈缓慢上升趋势. 这些结果表明, 这种构型的喷嘴可以较好地适用于不同的尺寸.

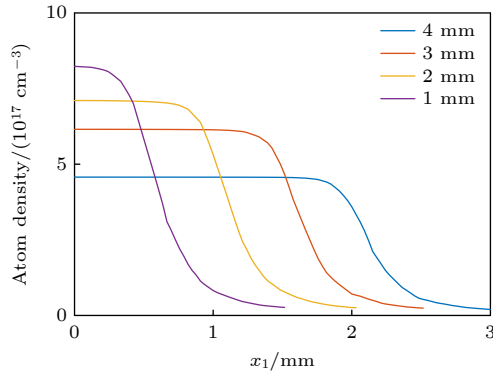


图 4 不同内径的微气室喷嘴中 N_2 的分子密度分布

Fig. 4. Molecular number density in micro gas cells of different inside diameters.

4 实验结果

测试了这种喷嘴对真空系统的负载. 喷嘴选用的是内径 4 mm 的微气室, 工作气体为 N_2 , 背压为 10 kPa, 电磁阀开门时间为 5 ms. 真空腔体内部尺寸为 $1.1 \text{ m} \times 0.8 \text{ m} \times 0.7 \text{ m}$, 用一台 Edward STP 分子泵接一台 Edward XDS 机械泵抽真空, 用一个复合真空计测量真空度. 在未开启电磁阀之前, 真空度稳定在 $4.1 \times 10^{-3} \text{ Pa}$. 表 1 展示了不同重复频率下腔室真空度的最大值, 重复频率在 2 Hz 以下时, 喷嘴喷气的影响几乎可以忽略. 当重复频率提高到 10 Hz 时, 真空度最终稳定在了 10^{-2} Pa . 这表明在当前的真空系统下, 该喷嘴能够实现 10 Hz 的重频工作.

表 1 使用 4 mm 微气室不同工作频率下的真空度
Table 1. Vacuum at different repetition rates using 4 mm micro gas cell.

	重复频率/Hz			
	1	2	5	10
真空度最大值/ (10^{-3} Pa)	4.7	4.6	6.7	10

开展实验测试了这种构型的喷嘴在激光尾场加速中的效果. 实验在中国工程物理研究院激光聚变研究中心的 45 TW 飞秒激光器上开展. 激光的

波长是 800 nm, 脉宽是 25 fs. 采用焦距 600 mm 的离轴抛物面镜将激光聚焦在微气室喷嘴的入口处, 激光到靶能量为 0.7 J, 激光焦斑为 $13 \mu\text{m}$, $1/e^2$ 的能量集中度约 50%, 对应激光 $a_0=1.9$. 考虑到电子的失相长度, 选用的是内径 1 mm 的微气室喷嘴, 气体选择的是 N_2 . 图 5(a) 和图 5(b) 分别展示了在 5 kPa 和 8 kPa 下连续 10 发的电子能谱测量结果. 可以看出, 在 5 kPa 下, 电子的最高能量达到了 250 MeV, 散角较小而能散较大. 当背压提高到 8 kPa, 电子的最高能量降低到 70 MeV, 散角增大, 并且电子的单能性有了明显的提升, 这可能是由束流负载效应导致的. 在不同的气压点下, 电子束都呈现出了很高的稳定性. 这说明这种微气室喷嘴可以在多工况下产生稳定的气流分布.

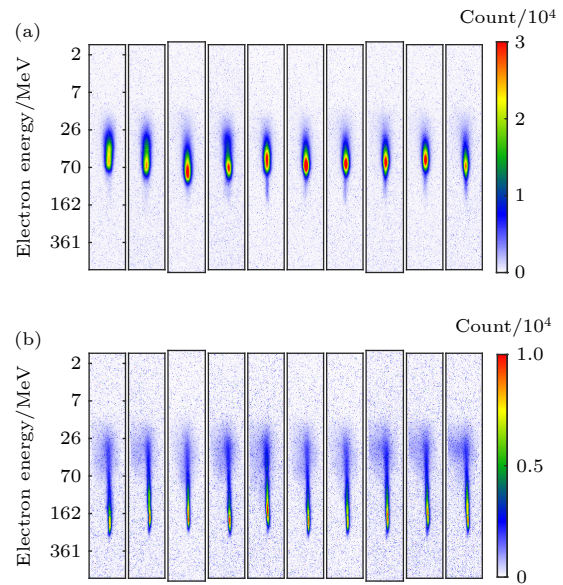


图 5 采用内径 1 mm 的微气室喷嘴在分别在 5 kPa (a) 和 8 kPa (b) 下连续 10 发获得的电子能谱

Fig. 5. Electron spectra in 10 consecutive shots using a 1 mm micro gas cell backing at 5 kPa (a) and 8 kPa (b).

5 结论

本文针对中小规模激光器对高重复频率气体靶的应用需求, 设计了一种低喷气量的微气室喷嘴, 使之用于短距离尾场加速. 这种喷嘴的喷气量相比同尺寸超音速喷嘴降低了 97%, 能够在提供 4 mm 均匀密度分布的同时实现 10 Hz 的重复频率. 通过 Fluent 模拟对比了微气室和超音速喷嘴的喷气量差异, 说明微气室大幅降低喷气量的主要原因在于出口面积的减小以及出口流速的降低.

在一台中小规模飞秒激光器上开展的实验中,应用这种喷嘴在多条件下产生了稳定性很好的电子束。除了喷气量小,这种喷嘴还具有易加工、气流稳定的优点,在未来高重频、高稳定性的尾场加速中将起到重要作用。

参考文献

- [1] Tajima T, Dawson J 1979 *Phys. Rev. Lett.* **43** 267
- [2] Faure J, Glinec Y, Pukhov A, Kiselev S, Gordienko S, Lefebvre E, Rousseau J P, Burgy F, Malka V 2004 *Nature* **431** 541
- [3] Geddes C, Toth C, Van Tilborg J, Esarey E, Schroeder C, Bruhwiler D, Nieter C, Cary J, Leemans W 2004 *Nature* **431** 538
- [4] Mangles S, Murphy C, Najmudin Z, Thomas A, Collier J, Dangor A, Dival E, Foster P, Gallacher J, Hooker C 2004 *Nature* **431** 535
- [5] Kim H T, Pae K H, Cha H J, Kim I J, Yu T J, Sung J H, Lee S K, Jeong T M, Lee J 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 165002
- [6] Wang X, Zgadaj R, Fazel N, Li Z, Yi S A, Zhang X, Henderson W, Chang Y Y, Korzekwa R, Tsai H E, Pai C H, Quevedo H, Dyer G, Gaul E, Martinez M, Bernstein A C, Borger T, Spinks M, Donovan M, Khudik V, Shvets G, Ditmire T, Downer M C 2013 *Nat. Commun.* **4** 1988
- [7] Leemans W P, Gonsalves A J, Mao H S, Nakamura K, Benedetti C, Schroeder C B, Tóth C, Daniels J, Mittelberger D E, Bulanov S S 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 245002
- [8] Kim H T, Pathak V B, Hong Pae K, Lifschitz A, Sylla F, Shin J H, Hojbota C, Lee S K, Sung J H, Lee H W, Guillaume E, Thauray C, Nakajima K, Vieira J, Silva L O, Malka V, Nam C H 2017 *Sci. Rep.* **7** 10203
- [9] Gonsalves A J, Nakamura K, Daniels J, Benedetti C, Pieronek C, de Raadt T C H, Steinke S, Bin J H, Bulanov S S, van Tilborg J, Geddes C G R, Schroeder C B, Tóth C, Esarey E, Swanson K, Fan-Chiang L, Bagdasarov G, Bobrova N, Gasilov V, Korn G, Satorov P, Leemans W P 2019 *Phys. Rev. Lett.* **122** 084801
- [10] Wang W, Feng K, Ke L, Yu C, Xu Y, Qi R, Chen Y, Qin Z, Zhang Z, Fang M, Liu J, Jiang K, Wang H, Wang C, Yang X, Wu F, Leng Y, Liu J, Li R, Xu Z 2021 *Nature* **595** 516
- [11] Wiggins S M, Issac R C, Welsh G H, Brunetti E, Shanks R P, Anania M P, Cipiccia S, Manahan G G, Aniculaesei C, Ersfeld B, Islam M R, Burgess R T L, Vieux G, Gillespie W A, MacLeod A M, van der Geer S B, de Loos M J, Jaroszynski D A 2010 *Plasma Phys. Contr. F* **52** 124032
- [12] Pollock B B, Clayton C E, Ralph J E, Albert F, Davidson A, Divol L, Filip C, Glenzer S H, Herpoldt K, Lu W, Marsh K A, Meinecke J, Mori W B, Pak A, Rensink T C, Ross J S, Shaw J, Tynan G R, Joshi C, Froula D H 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 045001
- [13] Buck A, Wenz J, Xu J, Khrennikov K, Schmid K, Heigoldt M, Mikhailova J M, Geissler M, Shen B, Krausz F, Karsch S, Veisz L 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 185006
- [14] Maier A R, Delbos N M, Eichner T, Hübner L, Jalas S, Jeppe L, Jolly S W, Kirchen M, Leroux V, Messner P, Schnepf M, Trunk M, Walker P A, Werle C, Winkler P 2020 *Phys. Rev. X* **10** 031039
- [15] Schmid K, Veisz L, Tavella F, Benavides S, Tautz R, Herrmann D, Buck A, Hidding B, Marcinkevicius A, Schramm U 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 124801
- [16] Cole J M, Symes D R, Lopes N C, Wood J C, Poder K, Alatabi S, Botchway S W, Foster P S, Gratton S, Johnson S, Kamperidis C, Kononenko O, De Lazzari M, Palmer C A J, Rusby D, Sanderson J, Sandholzer M, Sarri G, Szoke-Kovacs Z, Teboul L, Thompson J M, Warwick J R, Westerberg H, Hill M A, Norris D P, Mangles S P D, Najmudin Z 2018 *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **115** 6335
- [17] Wenz J, Schleede S, Khrennikov K, Bech M, Thibault P, Heigoldt M, Pfeiffer F, Karsch S 2015 *Nat. Commun.* **6** 7568
- [18] Wu Y, Zhu B, Li G, Zhang X, Yu M, Dong K, Zhang T, Yang Y, Bi B, Yang J 2018 *Sci. Rep.* **8** 15888
- [19] Schmid K, Veisz L 2012 *Rev. Sci. Instrum.* **83** 053304
- [20] Döpp A, Guillaume E, Thauray C, Gautier J, Ta Phuoc K, Malka V 2016 *Rev. Sci. Instrum.* **87** 073505
- [21] Osterhoff J, Popp A, Major Z, Marx B, Rowlands-Rees T, Fuchs M, Geissler M, Hörlein R, Hidding B, Becker S 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 085002
- [22] Clayton C E, Ralph J, Albert F, Fonseca R, Glenzer S, Joshi C, Lu W, Marsh K, Martins S F, Mori W B 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 105003
- [23] Liu J, Xia C, Wang W, Lu H, Wang C, Deng A, Li W, Zhang H, Liang X, Leng Y 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 035001

Application of low flow rate micro gas cell nozzle in laser wakefield acceleration*

Zhang Xiao-Hui Wu Yu-Chi Zhu Bin Wang Shao-Yi Yan Yong-Hong
 Tan Fang Yu Ming-Hai Yang Yue Li Gang Zhang Jie
 Wen Jia-Xing Zhou Wei-Min Su Jing-Qin Gu Yu-Qiu †

(*Science and Technology on Plasma Physics Laboratory, Research Center of Laser Fusion,
 China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China*)

(Received 26 September 2022; revised manuscript received 28 October 2022)

Abstract

After forty-year tremendous advances, laser wakefield acceleration (LWFA), in which an ultra-intense femtosecond laser interacts with a gas target to produce energetic electrons, is becoming more and more mature. Acceleration with a high repetition rate will be an important topic in the near future. When operating at a high repetition rate, the influence of the gas load on the vacuum system cannot be neglected. Among the widely used gas targets, gas cells have a lower flow rate than supersonic gas nozzles. However, most of gas cells are several centimeters long, unsuitable for a moderate-size laser facility. In this work, we design a kind of micro gas cell with a sub-centimeter length. The flow rate of the micro gas cell and the supersonic nozzle are compared by hydromechanics simulations. Comparing with the supersonic nozzle, the flow rate of the micro gas cell is reduced by 97%. Moreover, the gas cell sustains a longer flattop region. The reduced flow rate is attributed to two reasons. The first reason is that the area of the nozzle exit decreases significantly. In the case of the supersonic nozzle, the laser interacts with the gas jet outside the nozzle exit. Therefore, the exit size is determined by the interaction length. In the case of the micro gas cell, the laser interacts with the gas inside the gas cell. The exit only needs to be larger than the laser focal, which is much smaller than the interaction length. The second reason is that the velocity of the gas jet decreases. When using a supersonic nozzle, the velocity at the nozzle exit must be high enough to generate a flattop density distribution, which is required by LWFA. As a comparison, in the micro gas cell, the gas is confined by the cell wall. As a consequence, the gas velocity has little influence on the density distribution inside the cell. By changing the inner radius of the cell, 1–4 mm-long flattop regions can be generated while keeping a low flow rate. Experiments using the micro gas cell are conducted on a 45 TW femtosecond laser facility at the Laser Fusion Research Center. The stable electron beams with maximum energy of 250 MeV are generated. This study will contribute to the investigation of stable and high-frequency laser wakefield acceleration.

Keywords: laser wakefield acceleration, high repetition rate, micro gas cell

PACS: 52.38.Kd, 52.38.–r,

DOI: [10.7498/aps.72.20221868](https://doi.org/10.7498/aps.72.20221868)

* Project supported by the Foundation of Science and Technology on Plasma Physics Laboratory, China (Grant Nos. 6142A04210101, 6142A04200103) and the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12004353, 11975214, 11991071, 11905202, 12175212).

† Corresponding author. E-mail: yqgu@caep.cn



一种低喷气量微气室喷嘴在激光尾场加速中的应用

张晓辉 吴玉迟 朱斌 王少义 闫永宏 谭放 于明海 杨月 李纲 张杰 温家星 周维民 粟敬钦 谷渝秋

Application of low flow rate micro gas cell nozzle in laser wakefield acceleration

Zhang Xiao-Hui Wu Yu-Chi Zhu Bin Wang Shao-Yi Yan Yong-Hong Tan Fang Yu Ming-Hai
Yang Yue Li Gang Zhang Jie Wen Jia-Xing Zhou Wei-Min Su Jing-Qin Gu Yu-Qiu

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 035202 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20221868

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20221868>

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

基于激光尾场加速的自反射式全光汤姆孙散射的参数优化

Parameter optimization of self-reflecting all-laser-driven Thomson scattering based on laser wakefield acceleration

物理学报. 2021, 70(8): 085204 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210549>

锐真空-等离子体边界倾角对激光尾波场加速中电子注入的影响

Effects of slant angle of sharp plasma-vacuum boundary on electron injection in laser wakefield acceleration

物理学报. 2020, 69(3): 035201 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191332>

高品质激光尾波场电子加速器

High-quality laser wakefield electron accelerator

物理学报. 2021, 70(8): 084103 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201993>

X波段高重频长脉冲高功率多注相对论速调管放大器的设计与实验研究

Design and experiment of X-band high-repetition rate high-power multi-beam relativistic klystron amplifier

物理学报. 2020, 69(21): 218401 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20201013>

铋黄铜中微量元素的高重复频率激光剥离-火花诱导击穿光谱定量分析

Quantitative analysis of trace elements in bismuth brass with high repetition rate laser-ablation spark-induced breakdown spectrum

物理学报. 2021, 70(10): 104206 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20202018>

基于混合注入机制的级联尾场电子加速

Mixed injection mechanism assisted cascaded laser wakefield accelerator

物理学报. 2019, 68(17): 175201 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190484>