物理学报 Acta Physica Sinica
Chinese Physical Society
Institute of Physics, CAS

# Weibel不稳定性自生电磁场对探针质子束的偏转作用研究

杜报 蔡洪波 张文帅 陈京 邹士阳 朱少平

# Deflection effect of electromagnetic field generated by Weibel instability on proton probe

Du Bao Cai Hong-Bo Zhang Wen-Shuai Chen Jing Zou Shi-Yang Zhu Shao-Ping

引用信息 Citation: Acta Physica Sinica, 68, 185205 (2019) DOI: 10.7498/aps.68.20190775
在线阅读 View online: https://doi.org/10.7498/aps.68.20190775
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**

不同磁场构型下Richtmyer–Meshkov不稳定性的数值研究及动态模态分解
Numerical investigations of Richtmyer–Meshkov instability in different magnetic field configurations and the corresponding dynamic mode decomposition
物理学报. 2019, 68(16): 165201 https://doi.org/10.7498/aps.68.20190410

可压流体Rayleigh–Taylor不稳定性的离散Boltzmann模拟
Discrete Boltzmann simulation of Rayleigh–Taylor instability in compressible flows
物理学报. 2018, 67(8): 080501 https://doi.org/10.7498/aps.67.20171952

声场中空化气泡的耦合振动及形状不稳定性的研究
Coupled oscillation and shape instability of bubbles in acoustic field
物理学报. 2018, 67(3): 034301 https://doi.org/10.7498/aps.67.20171573

黏性各向异性磁流体Kelvin–Helmholtz不稳定性: 二维数值研究
Kelvin–Helmholtz instability in anisotropic viscous magnetized fluid
物理学报. 2019, 68(3): 035201 https://doi.org/10.7498/aps.68.20181747

经典瑞利–泰勒不稳定性界面变形演化的改进型薄层模型
Improved thin layer model of classical Rayleigh–Taylor instability for the deformation of interface
物理学报. 2018, 67(9): 094701 https://doi.org/10.7498/aps.67.20172613

变分法研究二维光晶格中玻色–爱因斯坦凝聚的调制不稳定性
Modulational instability of a two-dimensional Bose–Einstein condensate in an optical lattice through a variational approach
物理学报. 2015, 64(5): 054702 https://doi.org/10.7498/aps.64.054702

# Weibel 不稳定性自生电磁场对探针质子束的偏转作用研究*

杜报[1)] 蔡洪波[1)2)3)†] 张文帅[1)] 陈京[1)2)3)] 邹士阳[1)] 朱少平[1)4)5)‡]

1) (北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100094)

2) (北京大学应用物理与技术研究中心, 高能量密度物理数值模拟教育部重点实验室, 北京 100871)

3) (上海交通大学 IFSA 协同创新中心, 上海 200240)

4) (中国工程物理研究院研究生院, 北京 100088)

5) (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)

(2019 年 5 月 21 日收到; 2019 年 7 月 3 日收到修改稿)

Weibel 不稳定性的自生电磁场对于等离子体能量输运、无碰撞冲击波形成等物理过程具有关键的影响. 实验上往往采用质子束照相来诊断其电磁场结构. 一般认为, 探针质子束的轨迹偏转主要来自于磁场, 而自生电场的作用被认为可忽略不计. 本文利用三维粒子模拟程序研究了典型参数下的 Weibel 不稳定性发展过程, 并使用径迹追踪法评估了 Weibel 不稳定性的质子束照相过程中电场和磁场对探针质子束的偏转作用. 对比分析发现, 引起探针质子束偏转的主要因素并不是磁场, 而是过去研究中常被忽略的电场. 主要原因为: Weibel 不稳定性的自生磁场往往成管状结构, 在使用探针质子束对其进行侧向照相时, 磁场的作用会被自身中和并抵消. 该认识将有助于深入理解 Weibel 不稳定性质子照相的实验结果.

**关键词:** Weibel 不稳定性, 质子束照相, 电磁场诊断, 粒子模拟

**PACS:** 52.70.–m, 52.35.Qz, 52.65.Rr **DOI:** 10.7498/aps.68.20190775

## 1 引 言

Weibel 不稳定性是一种基于等离子体温度各向异性的微观不稳定性[1,2]. 在惯性约束聚变以及天体物理领域, Weibel 不稳定性对于等离子体能量输运、无碰撞冲击波的形成以及伽马射线暴等物理过程具有关键的影响[3–6]. 伴随着近二十年来高功率激光技术的不断发展, 以膨胀等离子体为基础的 Weibel 不稳定性实验研究受到了广泛关注并取得了大量突破性进展[7–10].

通常, 可以通过两束对称等离子体的对穿来产生 Weibel 不稳定性[9,10]. 对穿方向的等离子体在不稳定性反馈机制下发生箍缩而形成丝状电流结构, 产生环绕着电流丝的管状磁场. 粒子模拟 (particle-in-cell, PIC) 结果表明, 这些管状磁场在平行于电流的方向上基本均匀分布, 而在垂直于电流方向上则具有随机分布的特征[11]. 可以在非磁化等离子体中产生磁场是 Weibel 不稳定性的一个重要特性, 但在 Weibel 不稳定性的发展过程中, 电流的箍缩作用同时也会使等离子体在垂直于电流方向上形成静电场[12].

* 科学挑战专题 (批准号: TZ2016005)、国家重点研发计划 (批准号: 2016YFA0401100)、国家自然科学基金联合基金 (批准号: U1730449) 和国家自然科学基金 (批准号: 11575030) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: Cai_hongbo@iapcm.ac.cn

‡ 通信作者. E-mail: zhu_shaoping@iapcm.ac.cn

© 2019 中国物理学会 Chinese Physical Society 

实验上, 质子束照相技术是诊断电磁场的重要方法[13]. 该技术的基本原理是: 探针质子束在穿越电磁场区域时, 电磁场会引起质子束的偏转, 并最终对探测面上的质子通量密度分布造成调制. 利用探测面上的质子束通量密度分布并借助一定的反演方法, 可以定量或者定性地诊断被探测电磁场的分布信息. 得益于国内外高能质子源品质的不断优化, 质子束照相技术已经成为一种诊断 Weibel 不稳定性的常用方法[14]. 图 1 为常见的 Weibel 不稳定性质子照相示意图, 其中等离子体沿着 $z$ 方向进行对穿, 探针质子束沿着 $x$ 方向对其进行侧向照相.

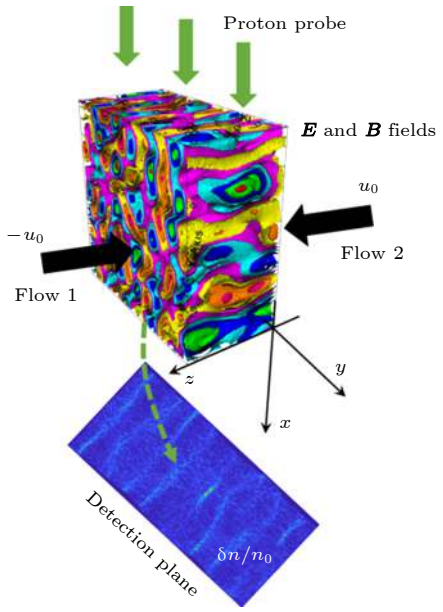


图 1 Weibel 不稳定性的质子照相示意图

Fig. 1. Schematic diagram of the proton radiography of the Weibel instability.

在对 Weibel 不稳定性进行质子束照相时, 横向电场和磁场均可对探针质子束造成偏转. 准确地判断被诊断电磁场的属性是进行深入物理分析的基本前提. 传统上, 在对 Weibel 不稳定性的质子照相结果进行定性和定量分析时, 一般情况下忽略来自电场的影响, 而认为引起探针质子束偏转的主要是磁场[7,10]. 但是, 该假设的正确性却一直没有得到针对性的定量检验.

Quinn 等[7]、Fox 等[9] 以及 Huntington 等[10] 关于 Weibel 不稳定性的质子束照相实验结果显示, 探测面上的通量密度大部分呈现出沿 $z$ 方向平行的丝状调制结构. 这表明, 探针质子束受到的偏转作用主要在 $y$ 方向. 但当探针质子束沿着 $x$ 方向穿透 Weibel 不稳定性的发生区域时, 如果造成质子束偏转的作用力来自于横向磁场 $B_x + B_y$, 那么磁场对质子束的偏转作用力将沿着 $z$ 方向. 这与实验观察不符合. 而且, PIC 模拟结果显示, 一些情况下横向静电场的能量只比磁场能量小约一个数量级[15], 即 $|\boldsymbol{E}| \sim c|\boldsymbol{B}|/\sqrt{10}$. 而实验上质子源多基于靶后鞘层加速 (target normal sheath acceleration) 产生, 其动能的最大值一般约为 20 MeV[16]. 此时, 来自电场的偏转作用力 $q|\boldsymbol{E}| \sim q\dfrac{c}{\sqrt{10}}|\boldsymbol{B}|$ 甚至比磁场的洛伦兹作用力 $qu_0|\boldsymbol{B}|$ 更大. 这里 $c$ 为真空光速, $q$ 为质子电荷, $u_0$ 为质子运动速度. 基于以上分析, 在对 Weibel 不稳定性进行质子束照相时, 忽略电场的偏转作用可能并不是一个很好的假设.

为了检验 Weibel 不稳定性质子束照相中电场可被忽略这一假设的合理性, 本文首先使用三维 PIC 程序模拟了对称等离子体在对穿时电子 Weibel 不稳定性的自生电磁场. 其次, 利用径迹追踪法 (ray tracing method)[17] 计算了当只考虑 Weibel 不稳定性自生电场或磁场时的质子束照相过程, 对比分析了探测面上质子通量密度分布与同时存在自生电磁场时的差别. 与电场影响可被忽略的传统认识相反, 本文中模拟结果表明, 磁场对探针质子束的偏转作用远小于电场. 这主要是因为在探针质子束的穿越路径上, Weibel 不稳定性自生环向磁场的偏转作用力总是被自身中和并抵消, 而自生电场却并没有这一限制.

## 2 PIC 模拟

为甄别 Weibel 不稳定性质子束照相的电磁场属性, 本文采用径迹追踪法分别模拟三种情况下的质子束照相过程: 只考虑电场, 只考虑磁场, 以及同时考虑电场和磁场. 其中, Weibel 不稳定性的自生电场和磁场可以通过三维 PIC 模拟程序获得.

本文使用三维 PIC 程序 Ascent 模拟了两束对称的氢等离子体在对穿过程中的自生电磁场[18]. 模拟中, 氢等离子体沿着 $z$ 方向对穿, 电子和离子的漂移速度均为 $u_0 = \pm\, 0.5c$. 等离子体的密度为 $1.1 \times 10^{23}\ \mathrm{m}^{-3}$, 电子温度和离子温度均为 5 keV. 等离子体的空间尺寸为 $L_x \times L_y \times L_z = 318\ \mu\mathrm{m} \times 318\ \mu\mathrm{m} \times 159\ \mu\mathrm{m}$, 模拟网格大小为 $\Delta_x = \Delta_y =$

$\Delta_z = L_x/256$, 每个网格中放置 54 个粒子, 时间步长为 1.92 fs. 模拟使用了周期边界条件.

图 2 为模拟区域内 $y$ 向自生磁场 $B_y$ 和 $x$ 向自生电场 $E_x$ 在 $t = 1.06$ ps 时的三维空间分布情况. 从图 2 可以看出, 磁场和电场的主要特征是沿电流方向呈管状分布. 但电场具有更小的横向周期长度.

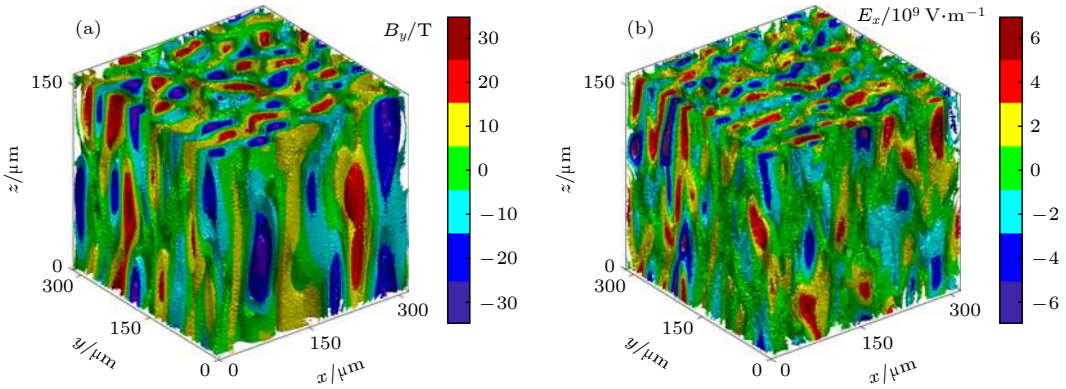


图 2 Weibel 不稳定性 (a) 自生磁场 $B_y$ 和 (b) 自生电场 $E_x$ 在 $t = 1.06$ ps 时的三维空间分布

Fig. 2. Three demensional distributions of the Weibel instability generated (a) magnetic field $B_y$ and (b) electric field $E_x$ at $t = 1.06$ ps.

图 3 为模拟区域内自生磁场总能量 $\varepsilon_B$ 和电场总能量 $\varepsilon_E$ 随着时间的演化情况. 图中曲线显示出典型的电子 Weibel 不稳定性磁场和电场能量的变化规律[15]. 即在线性增长阶段, 因为电流的箍缩, 等离子体的部分动能被转化为磁场能量. 同时, 随着箍缩作用的加剧, 空间电荷效应引起的静电场能量也开始上升, 直至 $t = 1.22$ ps 时达到饱和. 此时, 电场能量与磁场能量相当, 这主要是因为当电子束温度较低而对穿速度较大时, 强烈的箍缩作用可产生明显的空间电荷分离[19]. 而在 Weibel 不稳定性达到饱和后的非线性发展阶段, 电场和磁场能量通过离子的静电响应和磁重联机制被缓慢地转移给等离子体并最终导致了等离子体的热化[5,11,20−22]. 此外, 电场能量和磁场能量具有明显的相关性, 这主要是因为当横向位移电流较小时, 径向电场和磁场压力达到平衡状态, 即 $E = -\dfrac{\nabla B^2}{en_{\rm e}\mu_0}$, 其中 $n_{\rm e}$ 为等离子体密度, $\mu_0$ 为真空磁导率[12].

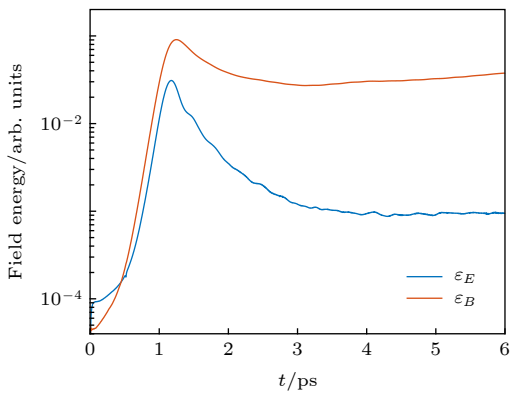


图 3 Weibel 不稳定性自生磁场和电场能量随着时间的演化

Fig. 3. Evolution of the energy of the Weibel instability generated magnetic and electric fields.

图 4 为 $t = 1.06$ ps 时的磁场和电场在 $z = 0$ 和 $y = 0$ 平面上的空间分布情况. 根据图 3 显示, 此时磁场能量和电场能量接近线性增长的峰值时刻, Weibel 不稳定性即将达到饱和, 而且磁场能量略大于电场能量. 其中, $z = 0$ 平面上的电场和磁场强度分布, 即图 4(a) 和图 4(b), 均显示出随机分布的特征. 图 4(c) 和图 4(d) 中磁场和电场的矢量分布显示, 磁场的方向为环向, 电场方向为径向. 电磁场的这种指向符合 Weibel 不稳定性的典型图像, 即磁场围绕着 $z$ 向丝状电流产生, 而电场则是由 $x$-$y$ 平面内箍缩作用引起的电荷累积所导致[15]. $y = 0$ 平面上的电场和磁场结构, 即图 4(e) 和图 4(f), 则显示出丝状特征. 这种二维各向同性随机的分布同样符合 Weibel 不稳定性的典型特征[15]. 此时, 磁场的峰值强度约 51 T, 电场的峰值强度约为 $1.1 \times 10^{10}$ V/m.

图 5 为 $t = 4.78$ ps 时的磁场和电场分布情况. 根据图 3 显示, 此时 Weibel 不稳定性已进入饱和后的非线性演化阶段, 磁场和电场的能量均有所下降, 但电场能量因为下降得更快而只约为磁场能量的 0.03 倍. 与 $t = 1.06$ ps 时对比, 除了磁场方向仍然为环向, 电场方向仍然为径向外, $t = 4.78$ ps 时的电场和磁场空间结构同样显示出二维各向同性随机分布的特征, 但在 $z$ 方向更加均匀平滑. 此

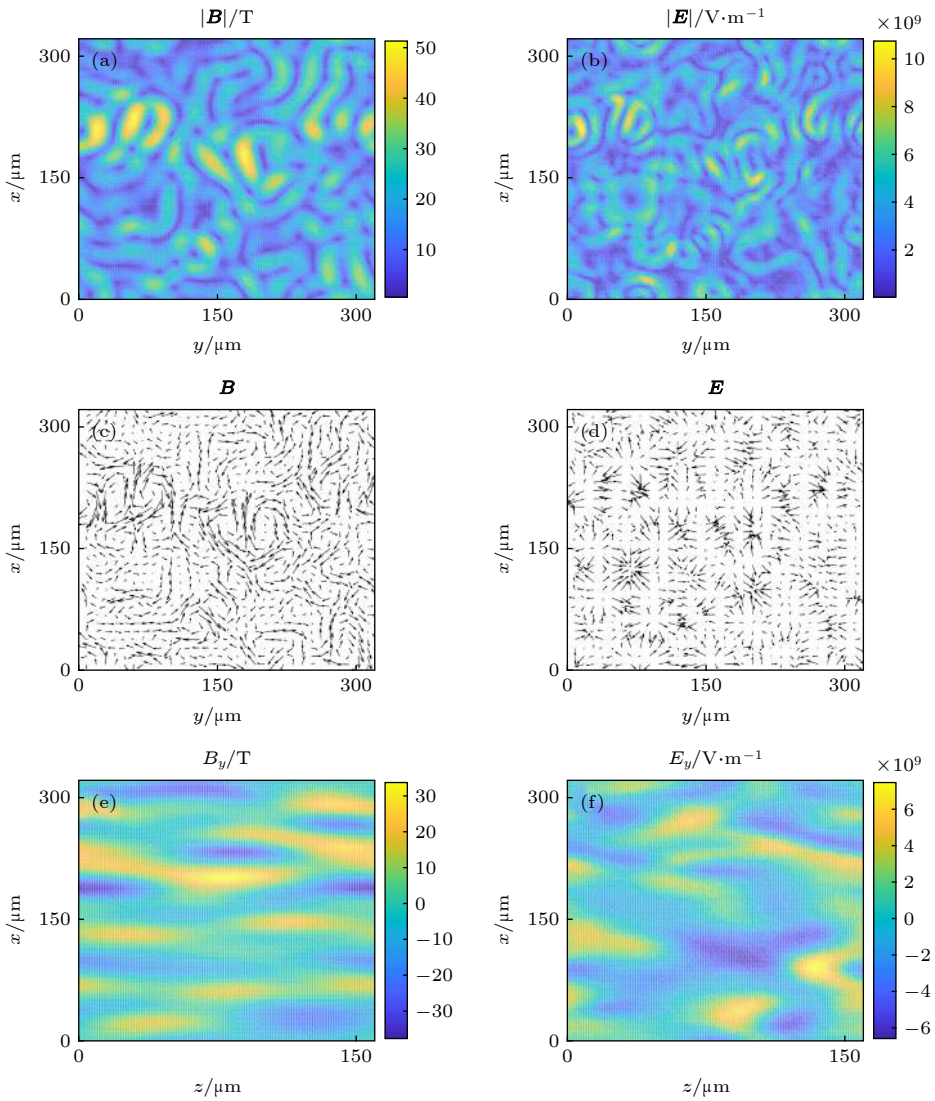


图 4 $t = 1.06$ ps 时, $z = 0$ 平面上 (a) 磁场强度 $|\boldsymbol{B}|$、(b) 电场强度 $|\boldsymbol{E}|$、(c) 磁场方向和 (d) 电场方向的分布情况以及 $y = 0$ 平面上 (e) $y$ 向磁场 $B_y$ 和 (f) $y$ 向电场 $E_y$ 的分布情况

Fig. 4. Spatial distributions of (a) the magnetic field strength $|\boldsymbol{B}|$, (b) the electric field strength $|\boldsymbol{E}|$, (c) the direction of $\boldsymbol{B}$ and (d) the direction of $\boldsymbol{E}$ on the $z = 0$ plane, (e) the $y$ component of the magnetic field $B_y$ and (f) the $y$ component of the electric field $E_y$ on the $y = 0$ plane at $t = 1.06$ ps.

时, 磁场强度峰值约 33 T, 电场的峰值强度约为 $2.8 \times 10^9$ V/m. 另外, 横向空间周期明显变长, 说明发生了磁重联[22].

根据以上三维 PIC 模拟结果, 我们发现在对穿等离子体的 Weibel 不稳定性演化过程中, 无论是饱和前的线性增长阶段还是饱和后的非线性发展阶段, 自生电场和磁场均具有二维各向同性随机分布的特征.

## 3 质子束照相的数值模拟

基于 PIC 模拟给出的电磁场三维分布数据, 本文采用径迹追踪法分别模拟了三种情况下的质子束照相过程: 即只考虑电场, 只考虑磁场, 以及同时考虑电场和磁场. 在径迹追踪法模拟中, 本文使用了动能为 20 MeV 平行质子束作为探针.

当 $t = 1.06$ ps 时, 三种情况下探测器上的质子束通量密度扰动的分布 $\delta n/n_0$ 如图 6 所示, 其中 $\delta n = n - n_0$, $n$ 为电场或者磁场不为零时的质子通量密度分布, $n_0$ 为电场或者磁场为零时的质子通量密度分布. 此时, 探测器到场区域的距离 $L_{\rm D} = 0.5$ mm. 从图 6 可见, 当只有电场时, 引起的密度扰动的最大值达到 $(\delta n/n_0)_{\max} = 28.1$, 但当只有磁场时, 引起的密度扰动的最大值 $(\delta n/n_0)_{\max}$ 只有

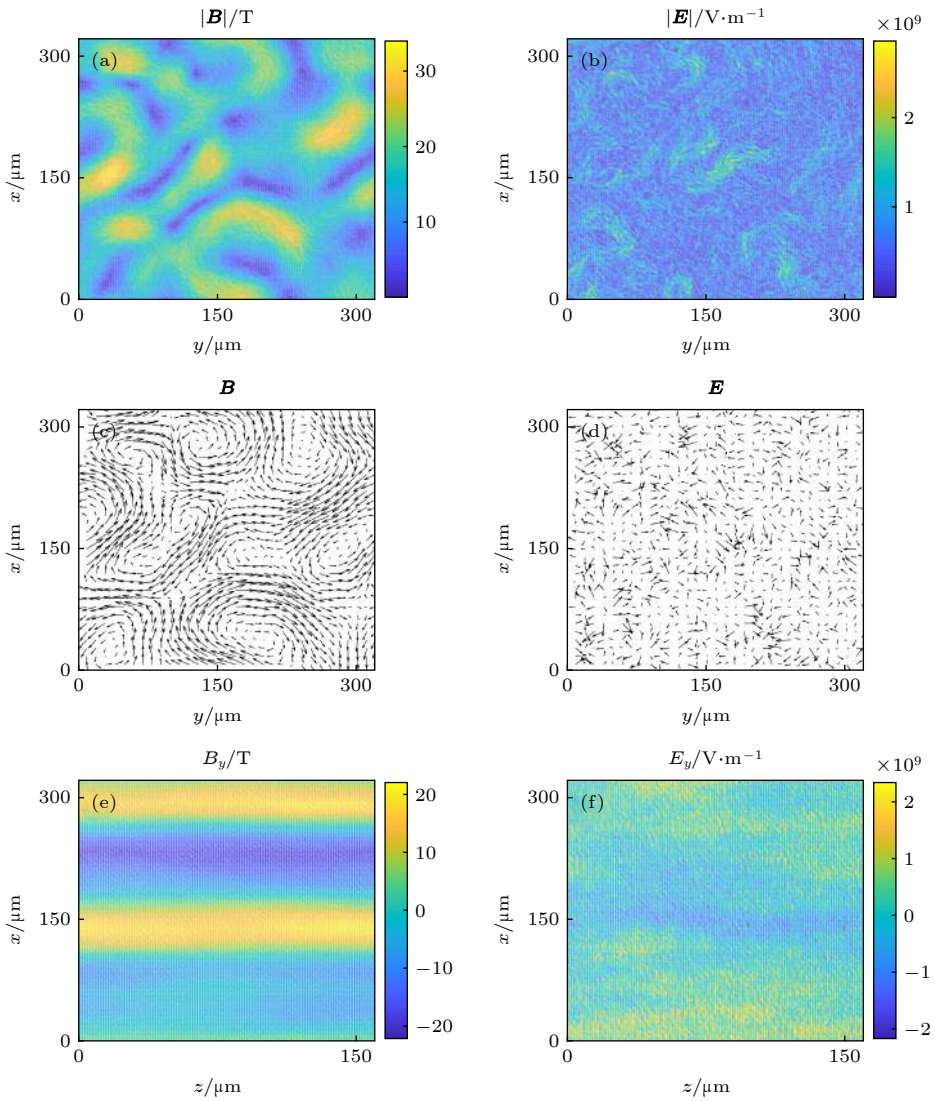


图 5 $t = 4.78$ ps 时, $z = 0$ 平面上 (a) 磁场强度 $|\boldsymbol{B}|$、(b) 电场强度 $|\boldsymbol{E}|$、(c) 磁场方向和 (d) 电场方向的分布情况以及 $y = 0$ 平面上 (e) $y$ 向磁场 $B_y$ 和 (f) $y$ 向电场 $E_y$ 的分布情况

Fig. 5. Spatial distributions of (a) the magnetic field strength $|\boldsymbol{B}|$, (b) the electric field strength $|\boldsymbol{E}|$, (c) the direction of $\boldsymbol{B}$ and (d) the direction of $\boldsymbol{E}$ on the $z = 0$ plane, (e) the $y$ component of the magnetic field $B_y$ and (f) the $y$ component of the electric field $E_y$ on the $y = 0$ plane at $t = 4.78$ ps.

约 0.4, 远小于电场偏转引起的密度扰动. 而且, 无论有没有磁场, 探测面上的密度扰动信息几乎没有发生改变. 模拟还发现, 即使改变探测器距离 $L_{\rm D}$ 为 0.1 mm, 只考虑电场时的最大密度扰动 $(\delta n/n_0)_{\max} = 1.2$, 仍然远大于只考虑磁场时的 $(\delta n/n_0)_{\max} = 0.2$. 这说明, 在对线性演化阶段的 Weibel 不稳定性进行质子束照相时, 相比于电场而言, 磁场对探针质子束的偏转作用可以忽略不计. 此外, 因为线性发展阶段电磁场变化较快, 在实验上对此时的 Weibel 不稳定性进行质子照相时, 探针质子束穿越等离子体区域时感受到的其实是电场和磁场偏转作用的时间累加效果, 这种运动模糊效应将引起图 6(a)—(c) 中 $\delta n/n_0$ 空间分布的模糊化和 $(\delta n/n_0)_{\max}$ 的下降. 为了规避运动模糊效应带来的影响, 我们同样观察了 $t = 4.78$ ps 时的质子照相情况. 如图 3 所示, 此时 Weibel 不稳定性进入非线性区, 电场和磁场变化非常缓慢, 运动模糊效应可被忽略不计.

当 $t = 4.78$ ps 时, 三种情况下探测器上的质子束通量密度扰动的分布 $\delta n/n_0$ 如图 7 所示. 因为此时电磁场相比于 $t = 1.06$ ps 时均较弱, 所以为了清晰地观察此时电磁场引起的密度扰动, 已将探测器到场区域的距离增大到 $L_{\rm D} = 2$ mm. 由图 7 可见, 与 $t = 1.06$ ps 时一样, 电场引起的质子束通

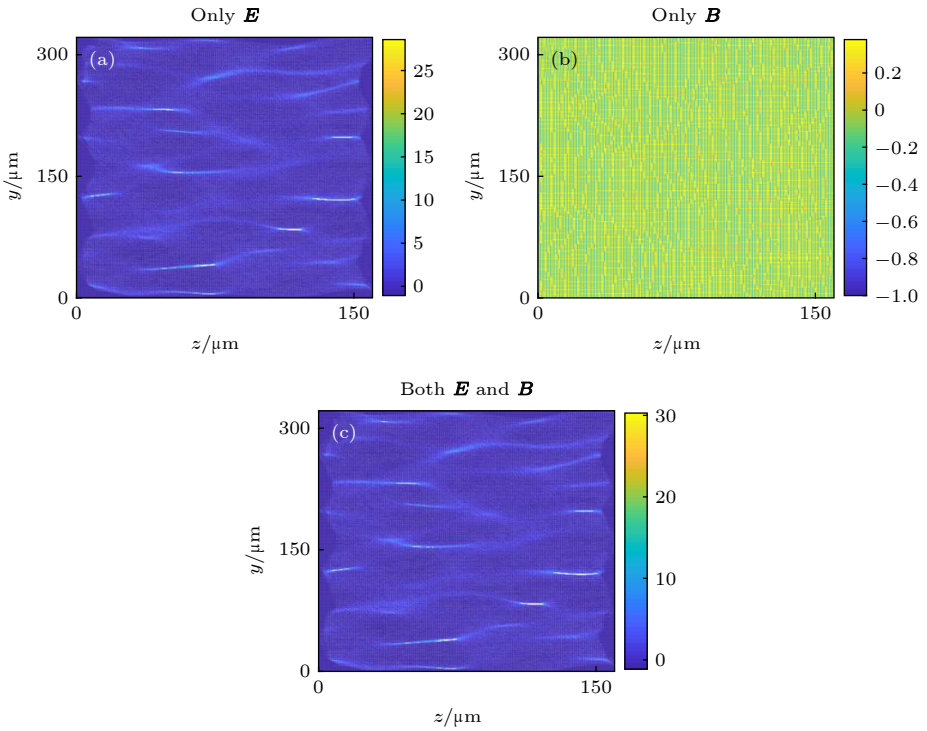


图 6 $t = 1.06$ ps 时, (a) 只考虑电场 $\boldsymbol{E}$、(b) 只考虑磁场 $\boldsymbol{B}$ 以及 (c) 同时考虑电场 $\boldsymbol{E}$ 和磁场 $\boldsymbol{B}$ 三种情况下探测面上的质子通量密度扰动分布信息

Fig. 6. Proton flux density perturbations on the detection plane when (a) only the electric field is included, (b) only the magnetic field is included and (c) both the electric and magnetic fields are included at $t = 1.06$ ps.

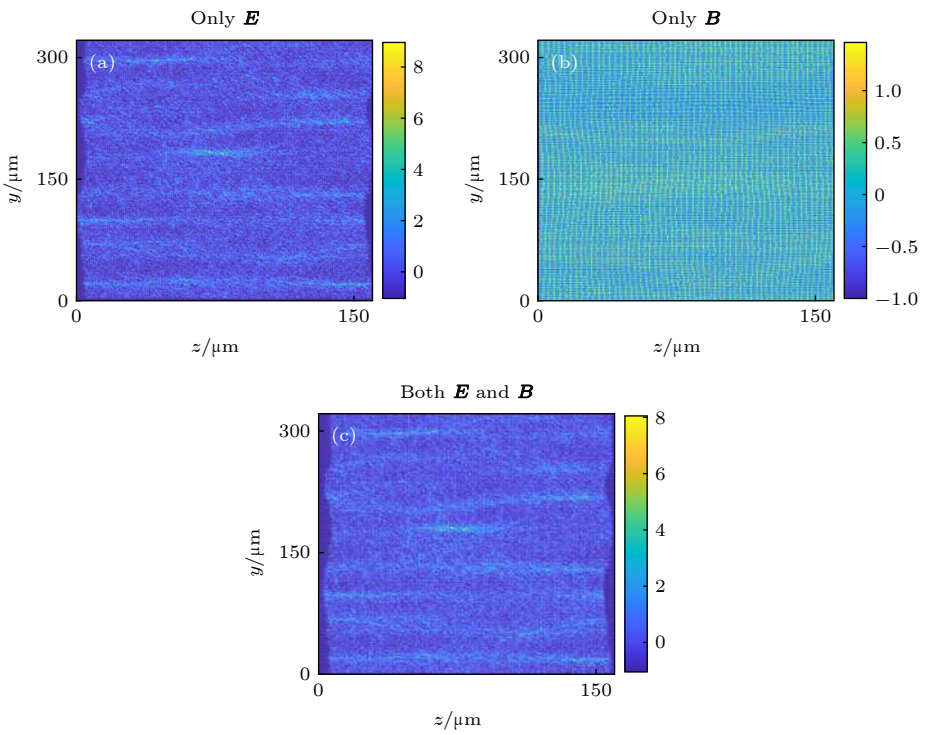


图 7 $t = 4.78$ ps 时 (a) 只考虑电场 $\boldsymbol{E}$、(b) 只考虑磁场 $\boldsymbol{B}$ 以及 (c) 同时考虑电场 $\boldsymbol{E}$ 和磁场 $\boldsymbol{B}$ 三种情况下探测面上的质子通量密度扰动分布信息

Fig. 7. Proton flux density perturbations on the detection plane when (a) only the electric field is included, (b) only the magnetic field is included and (c) both the electric and magnetic fields are included at $t = 4.78$ ps.

量密度扰动最大值 ($(\delta n/n_0)_{\max} = 8.8$) 远大于磁场引起的质子束通量密度扰动最大值 ($(\delta n/n_0)_{\max} = 1.5$), 而且磁场存在与否同样不会对探测面上的质子通量密度扰动产生明显影响. 这说明, 在对非线性阶段的 Weibel 不稳定性进行质子束照相时, 拍摄到的仍然只是电场的信息, 磁场的分布信息并不会被反映在探测器上.

此外, 图 6 中质子通量密度条纹具有局部平行的特征, 这主要是由于电场自身在 $z$ 方向的非均匀分布引起的. 而图 7 中的质子通量密度条纹显示出平行状特征. 这些特征均与 Quinn 等[7]、Fox 等[9]以及 Huntington 等[10] 的实验室观察是一致的.

总之, 无论在 Weibel 不稳定性饱和前的线性增长阶段还是饱和后的非线性演化阶段, 对其进行质子束照相时, 拍摄到的都只是自生电场的分布信息, 自生磁场的影响可以忽略不计. 这种结果与传统上电场偏转作用可被忽略的认识是刚好相反.

## 4 讨 论

当按照图 1 所示的布局安排对 Weibel 不稳定性进行质子束照相时, 可以引起沿着 $x$ 方向运动的质子束偏转的主要有 $E_y$ 和 $B_y$. 其中 $E_y$ 对质子束造成的偏转在 $y$ 方向上, 而 $B_y$ 对质子束造成的偏转在 $z$ 方向上. 探针质子束离开场区域时的偏转速度由其穿越轨迹上 $E_y$ 和 $B_y$ 的路径积分决定, 即 $\int E_y \mathrm{d}x$ 和 $\int B_y \mathrm{d}x$. 因为 $E_y$ 和 $B_y$ 都具有随机分布的特征, 电场和磁场对质子束的贡献都需要经过矢量求和. 不过, 如图 4(c) 和图 5(c) 所示, Weibel 不稳定性产生的磁场是环向的, 当质子束在沿着 $x$ 方向穿越时, 每一根电流丝产生的 $y$ 方向磁场都将被自生完全中和掉, 即 $\int B_y \mathrm{d}x = 0$. 质子束侧向照相时的这种环向磁场自我中和现象在 Li 等[23] 和 Cecchetti 等[24] 的实验里也同样被观测到. 但是对于 Weibel 不稳定产生的静电场而言, 因为指向径向 (如图 4(d) 和图 5(d) 所示), 在探针质子束的穿越路径上尽管会部分消除电场的作用却并没有 $\int E_y \mathrm{d}x = 0$这一限制. 这也是本文模拟中磁场的偏转作用可被忽略不计的根本原因.

另外, 在 $t = 4.78$ ps 时, 电场的能量只约为磁场能量的 0.03 倍, 其对探针质子束的静电作用力远小于磁场的洛伦兹力, 但仍然在探针质子束离开场区域时产生了远强于磁场的偏转效果. 这可佐证上述解释的唯一性.

## 5 结 论

为甄别 Weibel 不稳定性质子束照相中的电磁场属性, 本文利用三维 PIC 程序模拟了对穿等离子体 Weibel 不稳定性的自生电磁场, 并使用径迹追踪法分别模拟了只考虑电场、只考虑磁场以及同时考虑电磁场时的质子束照相过程. 对比分析发现, 自生电场是形成探测器上质子通量密度条纹的主要原因, 而自生磁场对照相结果不会产生明显的影响. 这主要是因为在探针质子束的穿越路径上, 围绕在丝状电流周围的环形磁场总是被自身中和并抵消, 但电场并没有这一限制. 因此, 在对 Weibel 不稳定性进行质子束照相时, 过去的研究中忽略电场影响的假设并不合理. 与之相反的是, 磁场的影响可以被忽略. 本研究可帮助理解 Weibel 不稳定性的质子束照相实验结果, 对于使用质子束照相定量诊断 Weibel 不稳定性有一定的促进作用.

## 参考文献


[1] Weibel E S 1959 *Phys. Rev. Lett.* **2** 83

[2] Fried B D 1959 *Phys. Fluids* **2** 337

[3] Honda M, Meyer-ter-Vehn J, Pukhov A 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 2128

[4] Ross J S, Park H S, Berger R, Divol L, Kugland N L, Rozmus W, Ryutov D, Glenzer S H 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 145005

[5] Fiuza F, Fonseca R A, Tonge J, Mori W B, Silva L O1 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 235004

[6] Ardaneh K, Cai D S, Nishikawa K I, Lembége B 2015 *Astrophys. J.* **811** 57

[7] Quinn K, Romagnani L, Ramakrishna B, Sarri G, Dieckmann M E, Wilson P A, Fuchs J, Lancia L, Pipahl A, Toncian T, Willi O, Clarke R J, Notley M, Macchi A, Borghesi M 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 135001

[8] Kugland N L, Ryutov D D, Chang P Y, Drake R P, Fiksel G, Froula D H, Glenzer S H, Gregori G, Grosskopf M, Koenig M, Kuramitsu Y, Kuranz C, Levy M C, Liang E, Meinecke J, Miniati F, Morita T, Pelka A, Plechaty C, Presura R, Ravasio A, Remington B A, Reville B, Ross J S, Sakawa Y, Spitkovsky A, Takabe H, Park H S 2012 *Nat. Phys.* **8** 809

[9] Fox W, Fiksel G, Bhattacharjee A, Chang P Y, Germaschewski K, Hu S X, Nilson P M 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 225002

[10] Huntington C M, Fiuza F, Ross J S, Zylstra A B, Drake R P, Froula D H, Gregori G, Kugland N L, Kuranz C C, Levy M C, Li C K, Meinecke J, Morita T, Petrasso R, Plechaty C, Remington B A, Ryutov D D, SakawaY, Spitkovsky A, Takabe H, Park S H 2015 *Nat. Phys.* **11** 173

[11] Tzoufras M, Ren C, Tsung F S, Tonge J W, Mori W B, Fiore M, Fonseca R A, Silva L O 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 105002

[12] Dieckmann M E 2009 *Plasma Phys. Control. Fusion* **51** 124042

[13] Kugland N L, Ryutov D D, Plechaty C, Ross J S, Park H S 2012 *Rev. Sci. Instruments* **83** 101301
[14] Wang W W, Cai H B, Teng J, Chen J, He S K, Shan L Q, Lu F, Wu Y C, Zhang B, Hong W, Bi B, Zhang F, Liu D X, Xue F B, Li B Y, Liu H J, He W, Jiao J L, Dong K G, Zhang F Q, He Y L, Cui B, Xie N, Yuan Z Q, Tian C, Wang X D, Zhou K N, Deng Z G, Zhang Z M, Zhou W M, Cao L F, Zhang B H, Zhu S P, He X T, Gu Y Q 2018 *Phys. Plasmas* **25** 083111
[15] Bret A, Gremillet L, Dieckmann M E 2010 *Phys. Plasmas* **17** 120501
[16] Gao L, Nilson M P, Igumenshchev I V, Haines M G, Froula D H, Betti R, Meyerhofer D D 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 215003
[17] Du B, Wang X F 2018 *AIP Adv.* **8** 125328
[18] Cai H B, Mima K, Zhou W M, Jozaki T, Nagatomo H, Sunahara A, Mason R J 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 245001
[19] Cagas P, Hakim A, Scales W, Srinivasan B 2017 *Phys. Plasmas* **24** 112116
[20] Alves E P, Zrake J, Fiuza F 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 245101
[21] Sentoku Y, Mima K, Sheng Z M, Kaw P, Nishihara K, Nishikawa K 2002 *Phys. Rev. E* **65** 046408
[22] Shukla C, Kumar A, Das A, Patel B G 2018 *Phys. Plasmas* **25** 022123
[23] Li C K, Séguin F H, Frenje J A, Rygg J R, Petrasso R D, Town R P J, Amendt P A, Hatchett S P, Landen O L, Mackinnon A J, Patel P K, Smalyuk V A, Sangster T C, Knauer J P 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 135003
[24] Cecchetti C A, Borghesi M, Fuchs J, Schurtz G, Kar S, Macchi A, Romagnani, Wilson P A, Antici P, Jung R, Osterholtz J, Pipahl C, Willi O, Schiavi A, Notley M, Neely D 2009 *Phys. Plasmas* **16** 043102

# Deflection effect of electromagnetic field generated by Weibel instability on proton probe*

Du Bao [1)] Cai Hong-Bo [1)2)3)†] Zhang Wen-Shuai [1)] Chen Jing [1)2)3)]
Zou Shi-Yang [1)] Zhu Shao-Ping [1)4)5)‡]

1) (*Institute of Applied Physics and Computational Mathematics*, *Beijing* 100094, *China*)

2) (*HEDPS*, *Center for Applied Physics and Technology*, *Peking University*, *Beijing* 100871, *China*)

3) (*IFSA Collaborative Innovation Center*, *Shanghai Jiao Tong University*, *Shanghai* 200240, *China*)

4) (*Graduate School*, *China Academy of Engineering Physics*, *Beijing* 100088, *China*)

5) (*STPPL*, *Research Center of Laser Fusion*, *China Academy of Engineering Physics*, *Mianyang* 621900, *China*)

( Received 21 May 2019; revised manuscript received 3 July 2019 )

**Abstract**

The electric and magnetic fields generated by the Weibel instability, most of which have a tube-like structure, are of importance for many relevant physical processes in the astrophysics and the inertial confinement fusion. Experimentally, proton radiography is a commonly used method to diagnose the Weibel instability, where the proton deflection introduced from the self-generated electric field is usually ignored. This assumption, however, is in conflict with the experimental observations by Quinn, Fox and Huntington, et al. because the magnetic field with a tube-like structure cannot introduce parallel flux striations on the deflection plane in the proton radiography.

In this paper, we re-examine the nature of the proton radiography of the Weibel instability numerically. Two symmetric counterstreaming plasma flows are used to generate the electron Weibel instability with the three-dimensional particle-in-cell simulations. The proton radiography of the Weibel instability generated electric and magnetic fields are calculated with the ray tracing method. Three cases are considered and

* Project supported by the Science Challenge Project, China (Grant No. TZ2016005), the National Key R&D Program of China (Grant No. 2016YFA0401100), the Joint Funds of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. U1730449), and the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11575030).

† Corresponding author. E-mail: Cai_hongbo@iapcm.ac.cn

‡ Corresponding author. E-mail: zhu_shaoping@iapcm.ac.cn

compared: only the self-generated electric field $E$ is included, only the self-generated magnetic field $B$ is included, both the electric field $E$ and magnetic field $B$ are included.

It is shown that when only $E$ is included, the probe proton flux density perturbation on the detection plane, i.e., $\delta n/n_0$, is much larger than that when only $B$ is included. Also, when both $E$ and $B$ are included, $\delta n/n_0$ is almost the same as that when only $E$ is included. This suggests that in the proton radiography of the Weibel instability generated electric and magnetic fields, the deflection from the electric field dominates the radiography, whereas the magnetic field has an ignorable influence. Our conclusion is quite different from that obtained on the traditional assumption that the electric field is ignorable in the radiography. This mainly comes from the spatial structure of the Weibel instability generated magnetic field, which is tube-like and points to the azimuthal direction around the current filaments. When the probe protons pass through the field region, the deflection from the azimuthal magnetic field can be compensated for completely by itself along the passing trajectories especially if the deflection distance inside the field region is small. Whereas for the electric field, which is in the radial direction, the deflection to the probe protons will not be totally compensated for and will finally introduce an evident flux density perturbation into the detection plane. This understanding can beconducive to the comprehension of the experimental results about the proton radiography of the Weibel instability.

**Keywords:** Weibel instability, proton radiography, electric and magnetic diagnostics, particle-in-cell simulations

**PACS:** 52.70.–m, 52.35.Qz, 52.65.Rr **DOI:** 10.7498/aps.68.20190775