

Z 箍缩内爆的 MARED 程序数值模拟分析*

丁 宁[†] 邬吉明 戴自换 张 扬 尹 丽 姚彦忠 孙顺凯 宁 成 束小建

(北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100094)

(2010 年 2 月 1 日收到; 2010 年 6 月 4 日收到修改稿)

MARED 程序是模拟 Z 箍缩内爆过程的二维三温辐射磁流体力学程序, 它适用于不同装置条件和不同负载参数. 利用 MARED 程序对 Z 箍缩内爆进行模拟, 结合丝阵 Z 箍缩实验分析表明: 相同负载质量条件下, 钨丝阵内爆产生的 X 射线辐射功率远大于铝丝阵产生的 X 射线功率; 相同负载电流条件下, 负载质量越大, 计算得到的 X 射线功率越低; X 射线功率随着负载电流增加而增加. MARED 程序能够较好地反映 Z 箍缩内爆动力学过程, 特别是不稳定性发展的二维图像, 能够给出与不稳定性简化模型的理论分析及实验结果定性一致的演化规律. MARED 程序模拟丝阵填充泡沫形成辐射场的初步计算得到了与 Sandia 实验室模拟 Z 装置上丝阵填充泡沫定性一致的结果.

关键词: 丝阵 Z 箍缩内爆等离子体, MARED 程序, 辐射磁流体力学数值模拟, X 射线辐射

PACC: 5230, 5225P, 5255E, 5265

1. 引 言

电磁驱动的 Z 箍缩作为强 X 射线源和中子源一直以来都受到人们的关注. 尤其是 20 世纪 90 年代随着脉冲功率技术的快速发展和丝阵负载概念的提出, Z 箍缩技术研究取得了长足进步. 国际上最大的 Z 箍缩实验装置——美国 Sandia 国家实验室 Z 装置获得的丝阵 Z 箍缩产生的 X 射线辐射功率最高达到 280 TW, X 射线能量转换效率达到 15%^[1]. Z 装置取得的一系列里程碑式的成果^[1-3]已引起聚变研究领域的广泛重视, Z 箍缩将有可能发展成为一种新型的经济有效的驱动惯性约束聚变的技术途径.

对于一定的脉冲功率驱动器而言, 电磁(场)驱动内爆, 动能成为 X 射线辐射脉冲的主要能源, 于是负载电流和参与内爆的质量决定了 X 射线辐射产额和辐射脉冲参数. 实验已证明, 在大装置上几百根丝的丝阵是 Z 箍缩产生高效 X 射线辐射的最佳负载构形. 丝阵 Z 箍缩过程大致分成以下三个阶段: 丝等离子体形成和丝阵消融阶段、内爆和磁瑞利-泰勒(MRT)不稳定性发展阶段、停滞和辐射阶段. 丝阵负载的构形、参与内爆的质量以及电流分

配或磁场的分布都与丝消融和内爆过程密切相关, 最终将影响丝阵内爆等离子体停滞辐射 X 射线的产额. 此外, 快 Z 箍缩状态的不可控性, 使得等离子体在停滞前发生的 Z 箍缩动力学过程对 X 射线辐射非常重要.

描述 Z 箍缩内爆等离子体产生 X 射线辐射过程、不稳定性发展过程以及电磁能量如何转换成 X 射线辐射能量都需要发展数值模拟工具, 这不仅在理论研究和物理分析中是必需的, 而且对分析实验和设计负载也是非常必要的. 美国的 Sandia 实验室和英国的帝国理工学院 Blackett 实验室都有功能强大的二维甚至三维 Z 箍缩数值模拟程序^[4-7], Peterson 等^[4]利用二维磁流体力学程序模拟了内爆等离子体的非线性动力学, 发现在内爆早期 MRT 不稳定性已增长到较大幅度, 然后气泡-尖刺非线性结构开始发展. 他们的数值模拟研究再现了丝阵内爆 X 射线辐射过程, 对深入分析 X 射线辐射机理、解释实验结果和优化设计负载非常有用. 近年来, 国内也开展了 Z 箍缩等离子体数值模拟研究^[8-13], 对喷气负载、丝阵负载甚至是双层丝阵负载的 Z 箍缩内爆产生 X 射线辐射过程做了零维和一维的计算分析, 并获得初步研究结果. 我们在开展零维和一维模拟研究的同时, 自行研制了二维辐射磁流体力

* 国家自然科学基金(批准号: 10975022, 10775021, 10575014)、国家自然科学基金重点项目(批准号: 10635050)和国防基础科学研究计划(批准号: A1520070074)资助的课题.

[†] E-mail: ding_ning@iapcm.ac.cn

学程序 MARED^[14], 已进行一维检验, 模拟了 Saturn 装置和“强光一号”装置 Z 箍缩实验结果. 一维验证表明, MARED 程序适用于不同装置、不同负载, 反映的物理规律合理, 基本物理图像正确. 在 MARED 程序的一维检验和运用基础上, 我们进行了二维模拟试算及检验, 首先确定适用于目前物理分析需要的网格规模, 并给出可调参数选择、收敛残差设置等合理范围, 再利用二维数值模拟结果进行不稳定性解谱分析工作. 通过对 MARED 程序二维模拟结果的分析发现, 该程序能够较好地反映 Z 箍缩内爆动力学过程, 特别是不稳定性发展的二维图像, 能够给出与不稳定性简化模型的理论分析及实验结果定性一致的演化规律. 我们还利用 MARED 程序模拟了丝阵填充泡沫形成辐射场的情形, 初步验证了 MARED 程序所使用不同材料的各种参数, 如状态方程和辐射自由程等, 计算得到了与 Sandia 实验室模拟 Z 装置上丝阵填充泡沫^[15]定性一致的结果.

2. MARED 程序的物理模型及检验

为了关注丝阵 Z 箍缩内爆动力学过程, 考察丝阵等离子体动力学行为对停滞时的 X 射线辐射产额的影响, 我们研究了丝阵等离子体壳箍缩到心产生 X 射线辐射的物理过程. 在此过程中, 脉冲功率源为丝阵负载提供的电磁能一部分转化为负载内能, 使其温度升高, 进一步电离; 另一部分转变为负载的动能, 使其沿径向向心加速运动. 负载运动到心滞止时, 形成高温高密度等离子体, 负载动能转换成内能和辐射能, 电子能量转换成辐射能量的持续时间就是 X 射线辐射功率谱的脉冲宽度, 约为几纳秒到几十纳秒. 在这一快过程中, 我们考虑的主要物理元过程有带电粒子与原子的碰撞、库仑碰撞、光子与带电粒子的相互作用和磁场对 Z 箍缩等离子体运输的影响等, 它们影响了 Z 箍缩等离子体的电离、辐射、散射、热运输(传导、对流)以及电阻等特性. 除了采用磁流体力学基本假设之外, 还作如下假设: (1) 系统具有角向对称性; (2) 存在局部热力学平衡, 电子、离子、光子各自的平衡温度用

T_e, T_i, T_r 描述, 它们之间的能量交换包括电子和离子的库仑碰撞、电子和光子的康普顿散射、韧致辐射与逆韧致吸收以及光电离与复合等; (3) 采用限流并联热传导的处理方法; (4) 使用 Thomas-Fermi 近似状态方程; (5) 采用平均原子模型; (6) 引入人为黏性处理流体力学间断问题. 给出描述 Z 箍缩内爆等离子体的二维三温辐射磁流体力学方程组, 包括连续性方程、运动方程、三温假设下电子、离子和光子的能量方程以及磁场演化方程. 以上这些假设的详细内容可参见文献[14].

我们利用研究激光惯性约束聚变物理问题的辐射流体力学数值模拟程序——LARED-I^[16], 对其进行了较大的改造, 求解运动方程中加入洛伦兹力作用项, 能量方程中加入焦耳热, 并添加求解磁场演化方程的计算模块, 添加了求解电离方程和等效电路方程的子程序, 修改后的 LARED-I 程序重新命名为 MARED 程序. 结合 Z 箍缩的数值模拟实践, 我们对 MARED 程序所采用的差分格式、迭代方法、人为黏性等做了较大的改动和完善, 对状态方程参数进行了更新, 另外, 用三温条件下的辐射自由程数据库替代了单温近似的辐射自由程数据库, 更重要的是为了得到合理的 Z 箍缩过程等离子体平均电离度 \bar{Z} (尤其是高 Z 材料), 我们放弃了平衡近似下直接求解平衡的电子占据率方程获得电离度的方法, 通过求解非平衡的电离速率方程得到了合理的 Z 箍缩等离子体电离度.

对 MARED 程序的一维检验, 一方面考察了物理方案的合理性, 另一方面利用一维模拟可以定性分析 Z 箍缩实验结果, 设计 Z 箍缩实验的丝阵负载. 我们模拟了 Saturn 装置铝丝阵和钨丝阵内爆过程, 采用实验提供的电流波形和负载参数(表 1), 为了使计算得到的 X 射线功率接近实验值, 采用了唯象处理^[17,18]的办法, 模拟 Z 箍缩等离子体的非线性湍流效应, 引进电阻率修正和热传导系数修正的唯象常数. 本文计算得到的功率谱脉冲宽度小于实验值, 而功率峰值略高于实验值, 得到的物理图像是定性合理自洽的.

表 1 MARED 程序一维检验选用的模型参数^[2,3]

	丝材料	丝直径/ μm	丝阵直径/mm	丝阵高度/mm	丝根数	丝阵线质量/ $\mu\text{g}\cdot\text{cm}^{-1}$	负载电流峰值/MA
模型 1	铝	10	17.20	20	155	328	6.96
模型 2	钨	5	17.50	20	120	450	8.25

为了进一步验证 MARED 程序一维模拟的合理性,我们还对 Deeney 等^[19]给出的 Saturn 装置钨丝阵内爆实验结果(文献[19]中图4)进行了模拟计算,采用简化 Zork 模型^[20],将脉冲功率驱动器用输出端电压、等效电感和等效电阻以及负载电感进行等效电路

模拟.与文献[19]的结果相比,本文计算的 X 射线功率峰值和脉冲宽度均小于实验值,但是,X 射线功率随丝阵质量变化的规律与实验结果一致.

我们将 MARED 程序应用于 Z 箍缩实验,对近年来“强光一号”实验的钨丝阵内爆和铝丝阵内爆

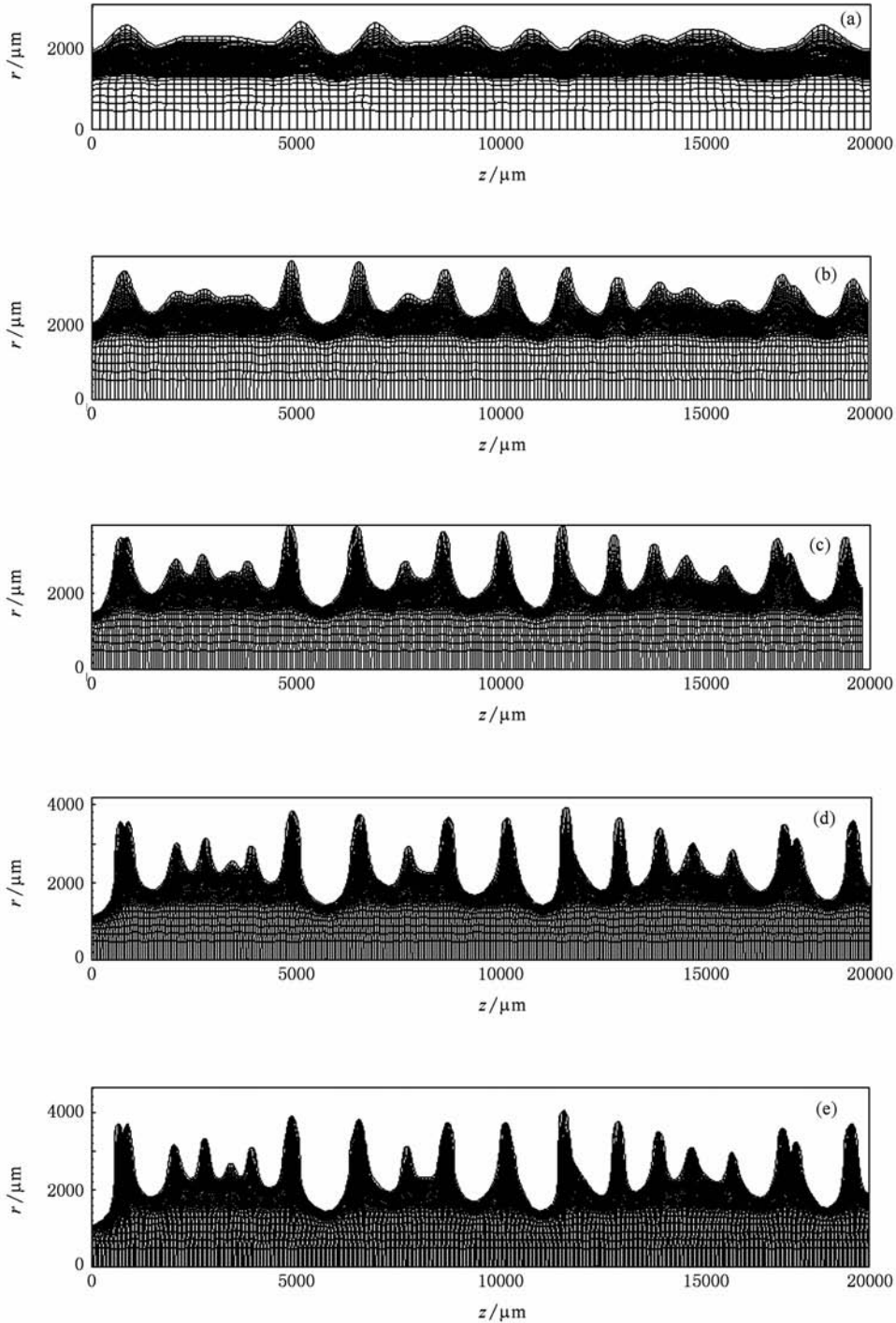


图1 不同网格规模模拟得到的铝丝阵随机初始密度扰动内爆二维图像 (a) $t = 85.29$ ns, 100×43 网格; (b) $t = 84.58$ ns, 200×43 网格; (c) $t = 84.75$ ns, 300×43 网格; (d) $t = 84.86$ ns, 400×43 网格; (e) $t = 84.76$ ns, 500×43 网格

的有效发次进行一维数值模拟, 计算时采用实验测量得到的负载电流波形. MARED 计算表明, 当丝阵参数不变时, 不同的负载电流得到的 X 射线功率波形差别比较大. 若输入电流低, 获得的 X 射线功率和能量也明显降低; 反之, 输入电流增大, X 射线功率和辐射总能量随之明显增加. 我们还发现, 在相同的负载电流、负载质量和计算参数条件下, 改变负载材料对 X 射线辐射功率的影响很大, 钨丝阵内爆产生的 X 射线功率明显高于铝丝阵. 与铝相比, 钨离子的质量大得多, 因此, 丝阵质量完全相同时钨等离子体中单位质量的离子数比铝小近一个数量级, 相同温度时钨等离子体的热压和内能都比铝等离子体小, 所以更容易压缩, 在相同驱动电流条件下钨等离子体获得的动能更大. 对此, 我们可以从 PdV 做功加以解释, 铝等离子体的动能转换成内能的份额比钨等离子体少得多. 另外, 从辐射角度考虑, 钨的离子态比铝丰富, 能级间的跃迁更多. 虽然在这样两个比较的系统中钨的单位质量离子数少, 使得系统总离子数明显比铝的情况少, 但是钨等离子体的平均电离度高, 于是总的电子数还是比铝等离子体多. 所以, 在钨等离子体系统光-电子能量交换作用比铝强, 获得的辐射能量和功率也更大. MARED 物理方案能合理地反映这一物理现象, 计算结果定性合理.

关于 MARED 程序的一维检验情况详细内容可参见文献[14].

3. Z 箍缩内爆 MARED 程序二维模拟结果分析

MARED 程序经过一维检验后, 我们开展了 MARED 程序的二维试算及检验. 研制 MARED 程序的重要目标之一是通过数值计算尽可能真实地反映 Z 箍缩内爆产生 X 射线辐射物理方案所描述的过程和规律. 因此, 在使用 MARED 程序进行物理分析前, 对二维模拟计算中使用的网格规模、收敛残差、差分格式以及代数解法器的选择等可能影响计算精度的参数进行了检验, 确定了一套合理的参数范围, 以保证计算结果的有效性. 例如, 表 1 中的模型 1 网格规模由 100×43 扩大到 600×43 , 大大提高了模拟精度. 在一定初始密度扰动条件下得到了 Z 箍缩内爆数值模拟的二维图像, 边界扰动的发展明显地依赖于网格数, 如图 1 所示.

为了得到 Z 箍缩等离子体不稳定性的定量分析, 深入理解扰动发展不同阶段的时空尺度、模式特征等问题, 我们利用 MARED 程序的二维模拟结果进行了 Z 箍缩内爆不稳定性的解谱分析. 解谱分析可以清楚地判断不同驱动电流及负载条件下不稳定性主导波长的大小及变化趋势. 不稳定性解谱的对象是在实验室参照系下 (欧拉坐标) 的扰动物理量, 而 MARED 程序直接计算得到的是拉氏坐标 (i, j) 下的空间分布, 于是解谱前先将待分析的物理量由拉氏网格向欧拉网格进行投影, 再将投影后得到的物理量无量纲化, 最后进行二维快速傅里叶变换得到扰动振幅在二维相空间的谱分布. 图 2 就是对应图 1 计算结果的解谱分析, 显然, 网格规模大于 300×43 的扰动谱基本相同.

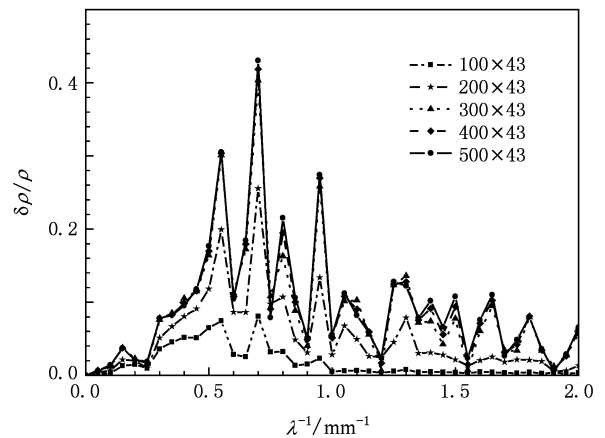


图 2 对应图 1 二维模拟结果的扰动谱

图 3 给出了一组丝阵等离子体 Z 箍缩中不稳定性的主导波长随箍缩过程的演化发展. 图 3 (b), (d), (f), (h) 是对 Saturn 装置铝丝阵 (表 1 中的模型 1) 负载内爆过程进行模拟的结果, 图 3 (a), (c), (e), (g) 是在相应时刻对不稳定性发展的解谱分析结果. 此模拟计算中拉氏网格规模为 400×43 , 初始随机密度扰动为 4%, 投影到欧拉网格空间的网格规模为 400×86 .

在对模型 1 的二维模拟中由于使用了随机函数做初始密度扰动种子, 内爆开始时各频率扰动分布较为均匀, 没有明显的占优模式. 当内爆发展到时间 $t = 50$ ns 左右 (即利用单频扰动分析得到的进入线性发展的时间) 扰动谱分布已经发生了一些变化, 高频扰动振幅已有明显下降, 在 $\lambda = 0.87$ mm 处出现一个扰动峰值, 但其幅值较初始时刻没有明显

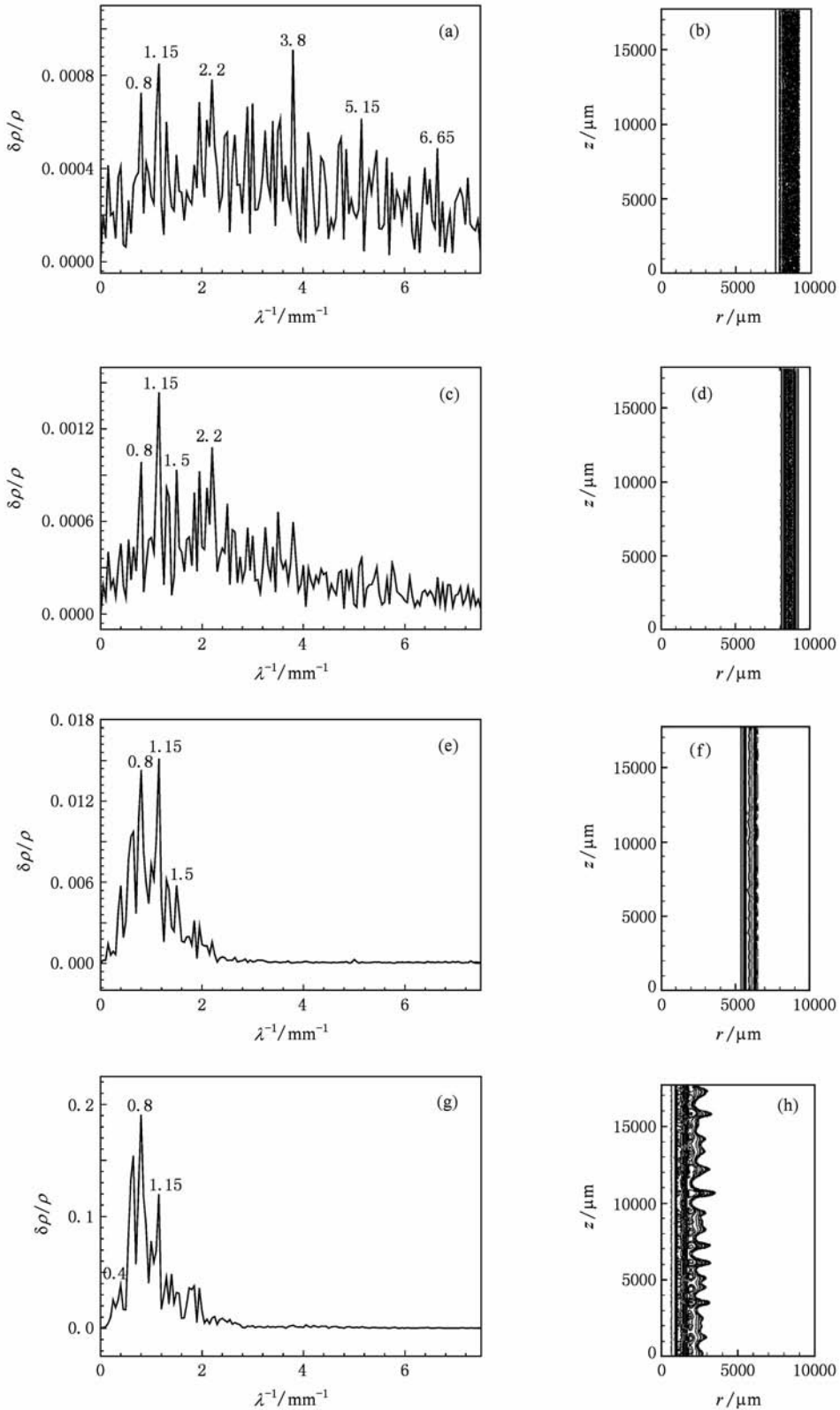


图3 4%初始随机密度扰动铝丝阵内爆不同时刻密度 ρ 的等值线分布及密度扰动谱 (a) $t = 1.14$ ns的密度扰动谱, (b) $t = 1.14$ ns的密度等值线分布, (c) $t = 51.84$ ns的密度扰动谱, (d) $t = 51.84$ ns的密度等值线分布, (e) $t = 75.58$ ns的密度扰动谱, (f) $t = 75.58$ ns的密度等值线分布, (g) $t = 84.52$ ns的密度扰动谱, (h) $t = 84.52$ ns的密度等值线分布

增长. 我们注意到在 $t < 50$ ns 时, 等离子体壳层没有明显的向心移动, 运动以等离子体边界向外膨胀为主. 上述图像说明, 对于随机扰动而言, 潜伏期依然存在, 在这一阶段激励 MRT 不稳定性增长的条件不但没有形成, 由于等离子体壳层的自由膨胀属于重流体推动轻流体运动的情况反而会起到部分致稳作用, 短波长的扰动在这一阶段被均匀化. $t > 70$ ns 后不稳定性开始发展, 长波长扰动发展更为明显, 并在 $\lambda = 1.25$ mm 处出现了第二个峰值. 在 $t = 75$ ns 前后, 扰动振幅占优的主导模式发生了变化, 并且直至因网格交错计算终止前 ($t = 86.12$ ns, X 射线辐射功率谱峰前约 2 ns) 始终稳定在 $\lambda = 1.25$ mm 处. MARED 程序反映的这种扰动主导波长由短波长向长波长发展的规律与实验观察及理论分析的结果^[21-23]定性一致.

通过不稳定性频谱分析, 发现 MARED 程序模拟结果所反映的不稳定性发展过程符合主导模式由短波长向长波长移动的规律, 且内爆主体过程的主导波长在 2 mm 左右, 与实验符合较好. 单频扰动以及多频耦合的测试结果给出了不稳定性由线性向非线性发展的演化过程, 可以清楚地判断高次谐波出现的时间和涨幅. 更重要的是 MARED 程序的二维模拟结果表明, Z 箍缩等离子体内爆产生 X 射线的过程基本满足初始扰动越大 X 射线功率峰值越低的物理规律(图 4).

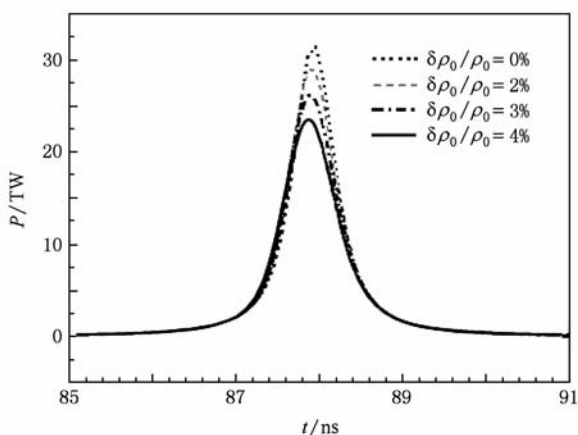


图 4 MARED 二维模拟得到的 Saturn 装置铝丝阵(模型 1)内爆 X 射线功率 P 与初始密度扰动 $\delta\rho_0$ 的关系

4. Z 箍缩动态黑腔 MARED 程序模拟的初步结果

用快 Z 箍缩驱动惯性约束聚变是 Z 箍缩技术

应用的重要方向, 早在 1997 年 Matzen^[24] 就提出了 Z 箍缩黑腔的概念, 1999 年 Sandia 国家实验室开始了动态黑腔(dynamic hohlraum)、静态壁黑腔(static walled hohlraum)和双端 Z 箍缩驱动黑腔(double-ended Z-pinch-driven hohlraum)的概念研究^[25-28], 在 Z 装置上探索利用脉冲功率驱动内爆(Z 箍缩)达到驱动聚变靶获得聚变产额 200—1000 MJ 的可行性.

在脉冲功率驱动装置上实现 Z 箍缩动态黑腔由与双层钨丝阵同轴泡沫转换体上内爆钨等离子体构成. 电压加载到黑腔上下端的阴极和阳极上, 电流通过双层钨丝阵, 磁压加速丝等离子体向泡沫转换体运动. 当 Z 箍缩钨等离子体与泡沫转换体碰撞时, 泡沫柱内产生强激波, 激波加热产生辐射, 辐射将被钨等离子体俘获. 这时钨等离子体就成了一动态的黑腔壁, 使得泡沫中激波加热产生的辐射封闭在腔内, 这个辐射场可以用于内爆一个镶嵌在泡沫柱中心填满了燃料的惯性约束聚变小囊.

丝阵填充泡沫塑料柱负载就是简单的动态黑腔. 我们用 MARED 程序对丝阵等离子体壳在电磁驱动下与静止在轴心上泡沫柱高速碰撞过程进行了一维模拟, 碰撞产生的冲击波在泡沫中传播并产生 X 射线辐射, 泡沫吸收了丝阵等离子体的动能且大部分转化为 X 射线辐射. 此时外面的丝阵等离子体就像一堵辐射屏蔽墙一样, 把 X 射线辐射屏蔽在其中. 我们利用文献[15]的参数模拟了 Z 装置单层钨丝阵内爆产生 X 射线辐射过程和钨丝阵填充泡沫形成泡沫区辐射场的过程, 还考虑了在泡沫柱表面镀铜或镀铍的不同情况, 初步计算结果如图 5 所示. 从钨等离子体外边界光子温度的明显变化可知, 单层钨丝阵内爆产生的 X 射线辐射功率明显高于丝阵内填充了泡沫的情况, 中心泡沫柱在 Z 箍缩钨等离子体作用下形成了较均匀的辐射场, 泡沫柱表面的金属镀层虽然吸收了一部分钨等离子体能量, 但对泡沫内辐射场的均匀化是起作用的. 图 6 所示为丝阵填充泡沫形成辐射场过程的密度分布. 从图 6 可以发现, 高速运动的钨等离子体作用在泡沫柱上并产生激波, 正是激波的发生和运动导致泡沫区的温度增加, 形成辐射场. Z 装置动态黑腔的 MARED 程序一维模拟结果与文献[15]给出的结果定性一致, 所反映的物理规律合理. 深入细致的研究以及二维模拟将是下一步应当继续开展的工作.

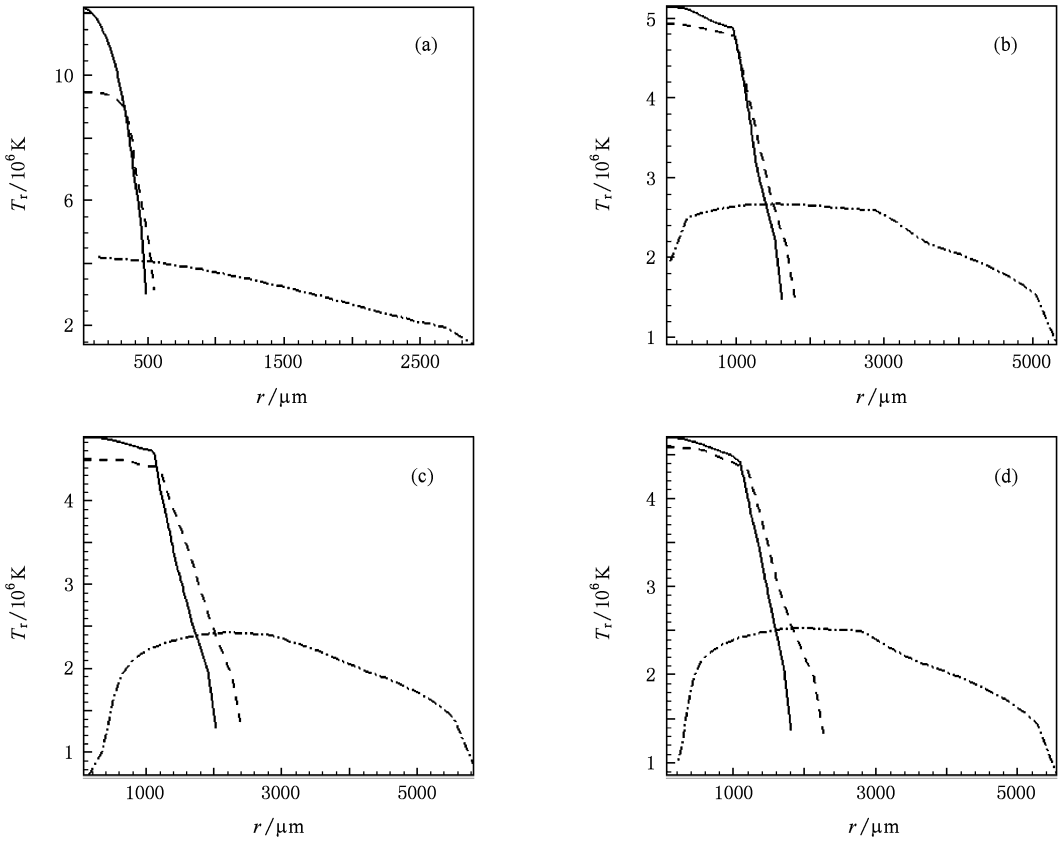


图5 MARED 程序模拟 Z 装置上不同负载 Z 箍缩等离子体光子温度 T_e 的分布 点线、短划线和实线分别对应内爆速度、X 射线功率和光子温度最大的时刻 (a) 钨丝阵, (b) 钨 + 泡沫, (c) 钨 + 铜 + 泡沫, (d) 钨 + 铌 + 泡沫

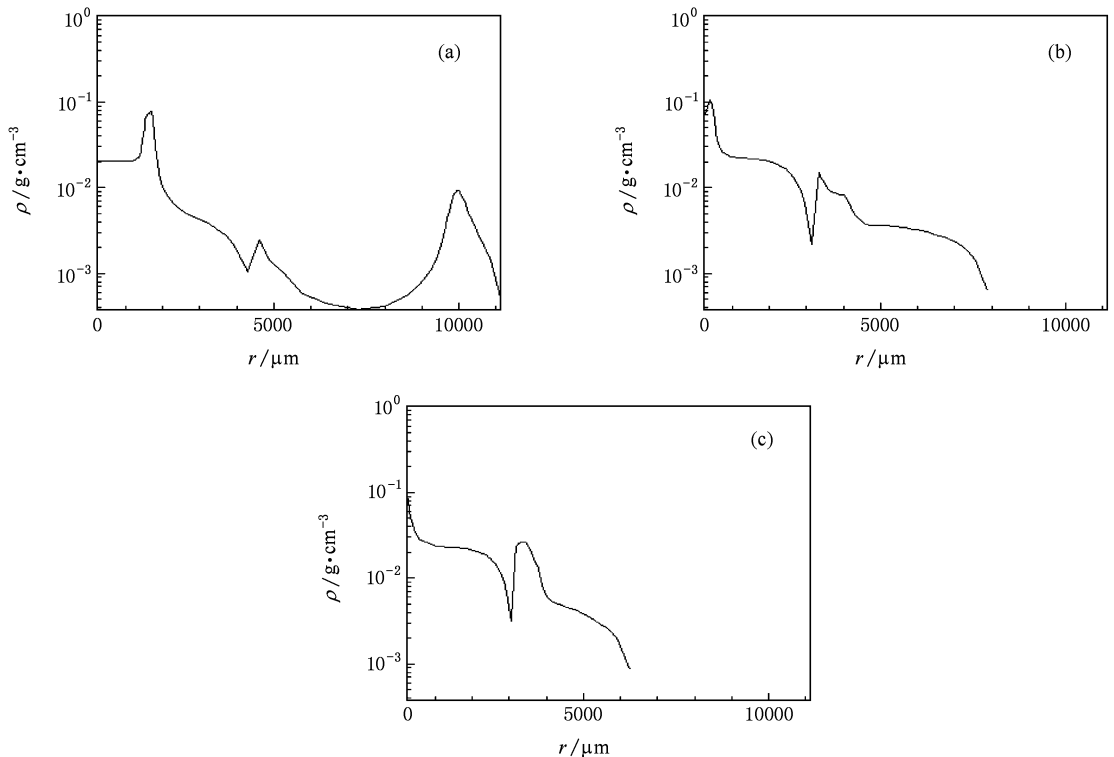


图6 MARED 程序模拟 Z 装置钨丝阵填充泡沫负载 Z 箍缩不同时刻密度 ρ 的分布 (a) $t = 155.1$ ns, (b) $t = 200.4$ ns, (c) $t = 206.8$ ns

5. 结 论

我们研制的 MARED 程序是模拟 Z 箍缩内爆等离子体若干物理过程的辐射磁流体力学程序, 可以将磁流体力学方程与脉冲功率驱动器的电路方程耦合求解, 能够得到自洽的负载电流波形和对应的 X 射线功率谱. MARED 程序对单层丝阵内爆的模拟, 可以考虑有无先驱等离子体的两种情况下单层丝阵内爆产生 X 射线辐射过程. MARED 程序可以模拟双层丝阵内爆, 即外层丝阵先运动, 碰撞到内层后与内层一起 Z 箍缩的过程. MARED 程序模拟丝阵填充泡沫时, 可以考虑泡沫柱表面有无金属镀层不同情况下的泡沫区辐射场形成过程及其变化.

MARED 程序的一维检验表明, 它适用于不同装置条件、不同负载参数. 结合丝阵 Z 箍缩实验的数值模拟和分析表明: 相同负载质量条件下, 钨丝阵内爆产生的 X 射线辐射功率远大于铝丝阵产生的 X 射线辐射功率; 相同负载电流条件下, 负载质量越大, 计算得到 X 射线功率越低; X 射线功率随着负载电流增加而增加. MARED 程序二维模拟清

楚地描述了不稳定性发展的各个阶段. 使用随机初始密度扰动做种子, 可以观察到不稳定性主导模式由短波长向长波长发展的趋势, 并且最终停止在与实验符合较好的波长范围, 且主导波长不依赖初始种子的具体分布. 改变初始扰动振幅会对内爆后期的 X 射线辐射功率峰值产生明显的影响, 初始扰动越大, 不稳定性发展越剧烈, X 射线功率峰值越小, 但脉冲宽度并无明显展宽. Z 箍缩动态黑腔的初步计算结果表明, MARED 程序能够模拟泡沫中辐射场的形成过程, 在一定驱动条件下, 辐射场敏感地依赖于泡沫密度和泡沫柱直径; 负载电流和丝阵的参数决定了作用在泡沫柱上的丝等离子体动能; 另外, 泡沫柱表面的金属镀层将有可能提高辐射场的均匀性.

研制可靠的数值模拟工具对 Z 箍缩进行理论研究、实验分析以及负载设计至关重要. 我们将在本工作基础上进一步完善 MARED 程序, 扩大程序模拟功能, 通过一系列 Z 箍缩实验校验程序中使用的参数. 还将根据 Z 箍缩技术研究需要研制、开发新的数值模拟程序, 为 Z 箍缩的理论和实验研究提供有用工具.

-
- [1] Deeney C, Douglas M R, Spielman R B, Nash T J, Peterson D L, Eplattener P L, Chandler G A, Seamen J F, Struve K W 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 4883
- [2] Sandford T W L, Allshouse G O, Marder B M, Nash T J, Mock R C, Spielman R B, Seamen J F, McGurn J S, Jobe D, Gilliland T L, Vargas M, Struve K W, Stygar W A, Douglas M R, Matzen M K 1996 *Phys. Rev. Lett.* **77** 5063
- [3] Deeney C, Nash T J, Spielman R B, Seaman J F, Chandler G C, Struve K W, Porter J L, Stygar W A, McGurn J S, Jobe D O, Gilliland T L, Torres J A, Vargas M F, Ruggles L E, Breeze S, Mock R C, Douglas M R, Feh D L, McDanie D H, Matzen M K, Peterson D L, Matuska W, Roderick N F, MacFarlane J J 1997 *Phys. Rev. E* **56** 5945
- [4] Peterson D L, Bowers R L, Brownell J H, Greene A E, McLenithan K D, Oliphant T A, Roderick N F, Scannapieco A J 1996 *Phys. Plasmas* **3** 368
- [5] Peterson D L, Bowers R L, McLenithan K D, Deeney C, Chandler G A, Spielman R B, Matzen M K, Roderick N F 1998 *Phys. Plasmas* **5** 3302
- [6] Chittenden J P, Lebedev S V, Bland S N, Beg F N, Haines M G 2001 *Phys. Plasmas* **8** 2305
- [7] Chittenden J P, Lebedev S V, Jennings C A, Bland S N, Ciardi A 2004 *Plasma Phys. Contr. Fusion* **46** B457
- [8] Ning C, Yang Z H, Ding N 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 1650 (in Chinese) [宁成、杨震华、丁宁 2003 物理学报 **52** 1650]
- [9] Ding N, Yang Z H, Ning C 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 808 (in Chinese) [丁宁、杨震华、宁成 2004 物理学报 **53** 808]
- [10] Duan Y Y, Guo Y H, Wang W S, Qiu A C 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 2654 (in Chinese) [段耀勇、郭永辉、王文生、邱爱慈 2004 物理学报 **53** 2654]
- [11] Ning C, Yang Z H, Ding N 2002 *High Power Laser and Particle Beams* **14** 877 (in Chinese) [宁成、杨震华、丁宁 2002 强激光与粒子束 **14** 877]
- [12] Wang G H, Hu X J, Sun C W 2004 *Chin. J. High Pres. Phys.* **18** 364 (in Chinese) [王刚华、胡熙静、孙承纬 2004 高压物理学报 **18** 364]
- [13] Ding N, Zhang Y, Liu Q, Xiao D L, Shu X J, Ning C 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 1083 (in Chinese) [丁宁、张扬、刘全、肖德龙、束小建、宁成 2009 物理学报 **58** 1083]
- [14] Ding N, Wu J M, Yang Z H, Fu S W, Ning C, Liu Q, Shu X J, Zhang Y, Dai Z H 2008 *High Power Laser and Particle Beams* **20** 212 (in Chinese) [丁宁、邬吉明、杨震华、符尚武、宁成、刘全、束小建、张扬、戴自换 2008 强激光与粒子束 **20** 212]
- [15] Sanford T W L, Olson R E, Mock R C, Chandler G A, Leeper R J, Nash T J, Ruggles L E, Simpson W W, Struve K W,

- Peterson D L, Bowers R L, Matuska W 2000 *Phys. Plasmas* **7** 4669
- [16] Fu S W, Shen L J, Huang S K 1998 *High Technol. Lett.* **8** 53 (in Chinese) [符尚武、沈隆钧、黄书科 1998 高技术通讯 **8** 53]
- [17] Thornhill J W, Whitney K G, Deeney C, LePell P D 1994 *Phys. Plasmas* **1** 321
- [18] Lee K T, Kim S H, Kim D, Lee T N 1996 *Phys. Plasmas* **3** 1340
- [19] Deeney C, Coverdale C A, Douglas M R 2001 *Laser and Particle Beams* **19** 497
- [20] Sanford T W L, Mock R C, Spielman R B, Peterson D L, Mosher D, Roderick N F 1998 *Phys. Plasmas* **5** 3737
- [21] Douglas M R, Deeney C, Roderick N F 1998 *Phys. Plasmas* **5** 4183
- [22] Haines M G 1998 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **26** 1275
- [23] Lebedev S V, Beg F N, Bland S N, Chittenden J P, Dangor A E, Haines M G, Kwek K H, Pikuz S A, Shelkovenko T A 2001 *Phys. Plasmas* **8** 3734
- [24] Matzen M K 1997 *Phys. Plasmas* **4** 1519
- [25] Leeper R J, Alberts T E, Asay J R, Baca P M, Baker K L, Breeze S P, Chandler G A, Cook D L, Cooper G W, Deeney C, Derzon M S, Douglas M R, Fehl D L, Gilliland T, Hebron D E, Hurst M J, Jobe D O, Kellogg J W, Lash J S, Lazier S E, Matzen M K, McDaniel D H, McGurn J S, Mehlhorn T A, Moats A R, Mock R C, Muron D J, Nash T J, Olson R E, Porter J L, Quintenz J P, Reyes P V, Ruggles L E, Ruiz C L, Sanford T W L, Schmidlapp F A, Seamen J F, Spielman R B, Stark M A, Struve K W, Stygar W A, Tibbetts-Russell D R, Torres J A, Vargas M, Wagoner T C, Wakefield C, Hammer J H, Ryutov D D, Tabak M, Wilks S C, Bowers R L, McLenithan K D, Peterson D L 1999 *Nucl. Fusion* **39** 1283
- [26] Hammer J H, Tabak M, Wilks S C, Lind J D, Bailey D S, Rambo P W, Toor A, Zimmerman G B, Porter J L Jr 1999 *Phys. Plasmas* **6** 2129
- [27] Haines M G, Sanford T W L, Smirnov V P 2005 *Plasma Phys. Contr. Fusion* **47** B1
- [28] Cuneo M E, Sinars D B, Waisman E M, Bliss D E, Stygar W A, Vesey R A, Lemke R W, Smith I C, Rambo P K, Porter J L, Chandler G A, Nash T J, Mazarakis M G, Adams R G, Yu E P, Struve K W, Mehlhorn T A, Lebedev S V, Chittenden J P, Jennings C A 2006 *Phys. Plasmas* **13** 056318

Numerical simulation analysis of Z-pinch implosion using MARED code^{*}

Ding Ning[†] Wu Ji-Ming Dai Zi-Huan Zhang Yang Yin Li Yao Yan-Zhong
Sun Shun-Kai Ning Cheng Shu Xiao-Jian

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

(Received 1 February 2010; revised manuscript received 4 June 2010)

Abstract

To develop reliable numerical simulation tools is very important for the theoretical research, the experimental analysis and the load designing of Z-pinch implosions. A dedicated Z-pinch implosion physical scheme of the two-dimensional numerical simulation of three-temperature radiation magnetohydrodynamics MARED code is introduced. The results of its one-dimensional test demonstrate that the MARED code is suited for simulating implosions on different devices and in a wide range of load parameters. A combination between the simulations and the measurements of the wire-array Z-pinch experiment shows that under the same load conditions, the X-ray radiation power produced by the tungsten wire-array implosion is much higher than that generated by the aluminum wire array. With the same load current, a greater load mass gains a lower X-ray power. However, the X-ray radiation power increases with the load current. The MARED code is found to be able to reproduce the primary dynamic characteristics of the Z-pinch implosions, and the development of the instability qualitatively accords with the simplified instability theoretical analysis and experimental results. It is also used to simulate the radiation field formation of the wire-array with filling column at the axis, and its preliminary results are qualitatively consistent with the simulation results from the Sandia laboratory.

Keywords: wire-array load Z-pinch implosion plasma, MARED code, radiation magnetohydrodynamics numerical simulation, X-ray radiation

PACC: 5230, 5225P, 5255E, 5265

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10975022, 10775021, 10575014), the Key Program of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10635050) and the National Defense Basic Scientific Research Program of China (Grant No. A1520070074).

[†] E-mail: ding_ning@iapcm.ac.cn