

Z箍缩驱动动态黑腔中的基本能量转移特征*

宁成^{1)†} 丰志兴²⁾ 薛创¹⁾

1) (北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100088)

2) (中国工程物理研究院北京研究生部, 北京 100088)

(2014年1月9日收到; 2014年2月13日收到修改稿)

动态黑腔是Z箍缩应用的重要途径, 它可以为惯性约束聚变靶丸烧蚀内爆提供均匀对称的辐射场, 也可以为辐射不透明度测量的样品提供加热源和背光源. 动态黑腔中的辐射场特征与驱动电流、黑腔结构和材料组成等密切相关, 在宏观上它由黑腔中能量转移决定. 为了快速地获得动态黑腔中基本能量的转移特征, 以及它们随黑腔结构、线质量、驱动电流参数等的变化趋势, 本文采用简单的物理模型来描述动态黑腔的内爆行为. 就泡沫柱内爆动能与一维辐射磁流体力学程序的模拟结果进行了比较, 两者比较接近. 在惯性约束聚变应用的动态黑腔中, 丝阵等离子体与泡沫柱碰撞时的动能损失对辐射场的形成很重要; 而在辐射源应用的动态黑腔中, 动能损失和泡沫柱最后内爆达到的动能都重要. 泡沫柱最后获得的最大内爆动能与驱动电流的幅值平方成正比, 碰撞动能损失随泡沫柱质量的增加而增大. 电流上升时间变小, 则泡沫柱中的质量能量密度要增大, 从而辐射功率也要增大.

关键词: Z箍缩, 动态黑腔, 能量转移, 惯性约束聚变

PACS: 52.59.Qy, 52.77.-j, 52.38.Ph

DOI: 10.7498/aps.63.125208

1 引言

丝阵负载的应用使得Z箍缩辐射源指标有了突破性的提高, 例如, 在Z装置上的X光功率达到200 TW, 能量达到2 MJ^[1]. 此后, 人们对丝阵的Z箍缩物理过程进行了比较全面的实验和数值模拟研究, 比较好地理解了它的消融、内爆、滞止和辐射等物理过程^[2-8]. 随后相当多的研究力量都投入到了Z箍缩驱动惯性约束聚变(inertial confinement fusion, ICF)的技术途径和相关物理及其加速器设计等方面的研究中^[9-15].

在ICF实验中, 为了使氘氚燃料能够球对称、高效地被压缩, 通常要利用X光辐射场来烧蚀氘氚靶丸的烧蚀层, 使靶丸在其烧蚀层向外飞散的反作用下均匀对称地聚心内爆, 以达到很高的压缩比和聚变燃烧条件. 在激光间接驱动的ICF实验中, 该X光辐射场是由入射到黑腔壁的多束激光通过

激光-X光转换而产生^[16]. 在Z箍缩驱动的ICF中也要形成类似的黑腔, 通过黑腔这个桥梁, 为氘氚靶丸烧蚀内爆营造一个尽可能均匀、对称的辐射环境. 目前人们提出了三种构形的黑腔: 双端驱动黑腔(the double-pinch-driven hohlraum)、静态壁黑腔(the static-walled hohlraum)和动态黑腔(the dynamic hohlraum)^[17]. 前两种黑腔的辐射源和靶丸相对分离, 其辐射场的对称性均比较好, 能满足ICF对辐射场对称性的要求, 但其能量耦合效率较低, 而需要相对较高的驱动电流才能达到聚变点火条件. 动态黑腔的主要思想是利用单层或双层丝阵Z箍缩内爆等离子体撞击内置的中心泡沫塑料柱(环)(通常氘氚靶丸被置于泡沫塑料柱(环)的轴心上), 在碰撞中损失的内爆等离子体动能转化为其内能而产生辐射, 同时在泡沫柱中形成的冲击波也要产生辐射, 这些辐射在泡沫柱中(环内)传播和均匀化, 并且被外面高Z丝阵等离子体俘获(trapped)

* 国家自然科学基金重点项目(批准号: 11135007)资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: ning_cheng@iapcm.ac.cn

住,在靶丸的周围形成一个受约束的辐射环境.由于它是在丝阵等离子体的内爆过程中形成,因此称其为动态黑腔.在动态黑腔中Z箍缩内爆等离子体、动能-X光能量转换体(泡沫)和聚变靶丸等紧密地耦合在一起,从而使它们之间的能量耦合效率比较高,进而可能在驱动电流水平较低的Z箍缩装置上实现惯性约束聚变点火.因此,目前动态黑腔成了Z箍缩驱动惯性约束聚变的主要技术途径.

此外,动态黑腔还可以用作辐射源,如在等离子体辐射不透明度测量中用作实验样品的加热源和背光源^[18].同一个辐射源在不同的阶段,其作用不同.丝阵等离子体产生的辐射传输到泡沫柱中形成的辐射场,以及泡沫柱在压缩过程中产生的辐射被引出,加热辐射不透明度实验样品;泡沫柱内爆压缩到心滞止时产生的强辐射被引出,用作样品的背光照相光源.而面向ICF应用的动态黑腔,为了保证靶丸能在辐射烧蚀的驱动下对称内爆压缩,它必须要在物质冲击波到来以前就完成内爆压缩、聚变点火.因此,它的辐射仅能来自被热化的丝阵等离子体和泡沫柱中被冲击压缩的高温等离子体.可见,不同应用的动态黑腔,其物理机制是不完全相同的,从而对它们的结构和设计要求就有不同.

包括丝阵Z箍缩、泡沫柱(环)压缩和辐射场形成和靶丸烧蚀内爆等过程的动态黑腔整体数值模拟,很复杂,难度也很大.外面的丝阵高Z等离子体是光性厚的,其中的辐射可以做平衡处理,但因内爆不稳定性的发展使得不同高度处其对辐射的约束能力不同;泡沫柱(环)的主要成分是碳和氢,这些低Z材料产生的等离子体通常是光性薄的,因此,其中的辐射一般不宜做辐射平衡处理,而辐射的非平衡处理又大大增加了数值模拟的复杂性和难度;靶丸通常是包含多种不同材料的多层结构,并且有些层还很薄,其中的冲击波波系和结构复杂.由于高温高密度等离子体中的电阻率至今还没有完全认识清楚,使得准确地模拟磁场在其中的演化过程仍然是个挑战,因此,辐射磁流体数值模拟的预言能力还需要提高. Slutz等^[10]利用准分析模型(唯象模型)研究了动态黑腔的结构优化和定标关系,还在内爆靶丸结构比较简单的情况下尝试了动态黑腔的整体数值模拟^[12].我们今后除了进行动态黑腔整体数值模拟外,还需要分阶段(如对靶丸内爆进行单独模拟),在不同的物理近似程度下对动态黑腔进行模拟和分析研究.

本文对丝阵内爆用零维近似,对泡沫柱内爆用雪耙模型近似,对动态黑腔形成过程中碰撞动能转移和最后达到的动能等最基本的能量转移特征进行大量的计算和分析,并且对某些驱动电流的计算结果与一维辐射磁流体力学的模拟结果进行对比.考虑了目前正在进行实验的装置的典型电流(1—26 MA),以及电流水平更高的未来装置的电流,如幅值为30, 40, 50, 60和70 MA的电流.讨论在这些驱动电流下动态黑腔中基本的能量转移特征,以及它们随丝阵半径、泡沫柱半径和密度、电流上升时间等变化的趋势.这些结果能增强我们对动态黑腔中能量转换的理解,同时可为评估Z箍缩作为ICF驱动技术途径的技术物理可能性提供一些定性、半定量的数据支撑.

2 动态黑腔中能量转移特征的影响变化

本文仅研究能量转换体为实心泡沫柱的动态黑腔,暂不研究能量转换体为泡沫塑料环的情形.Z箍缩内爆零维模型和雪耙模型在我们以前的文章^[19,20]中有详细的描述,这里不再赘述,仅给出计算结果.当高速内爆丝阵等离子体与中心泡沫柱进行非弹性碰撞后,泡沫柱获得一部分动能,并且在丝阵等离子体的裹挟下继续进行电磁内爆,泡沫柱最后获得更高的内爆动能 E_{KCH} .其在内爆滞止时转化为等离子体内能和辐射;同时,丝阵等离子体要失去一部分动能 E_{Kloss} ,它直接转换为等离子体内能和辐射.这两部分能量表征了动态黑腔中最基本的能量转移.在以上两种不同应用的动态黑腔中,这两部分能量(动能)对辐射场形成的作用以及在不同应用的黑腔中对它们的要求是不同的.

由于在不同用途的动态黑腔中, E_{KCH} 和 E_{Kloss} 的作用不同,从而对它们的要求也不同,因此,需要理解丝阵参数(丝阵半径和线质量)和泡沫柱参数(泡沫密度和泡沫柱半径)对 E_{KCH} 和 E_{Kloss} 的影响规律,也就是要研究清楚动态黑腔中的能量转移特征.为了快速和半定量地获得这些影响规律以及它们随驱动电流幅值增大的变化趋势,正如前面所述,这里假定泡沫柱在与丝阵等离子体非弹性碰撞后,以雪耙的方式继续进行电磁内爆.因此,利用雪耙模型对泡沫柱内爆过程进行计算,并且利用正弦的4次方函数来描述驱动电流随时间的变化,即

$$I = I_0 \sin^4 \left(\frac{2\pi}{4T_0[\text{ns}]} t[\text{ns}] \right) \quad [\text{MA}],$$

其中 I_0 为峰值电流, 单位为 MA; T_0 为电流上升到峰值的前沿时间; t 为时间. 对于短脉冲电流, 正弦的 4 次方函数通常能较好地符合电流的上升沿.

2.1 丝阵半径对能量转移的影响

丝阵的主要参数是丝阵半径和线质量. 为了使丝阵内爆到泡沫柱表面时具有最大的动能, 每次计算时均采用相应条件下的零维最优丝阵线质量, 即所采用的丝阵线质量总是使得它内爆到泡沫柱表面时动能达到最大. 因此, 这里仅需研究丝阵半径对动态黑腔中能量转移的影响.

以中国工程物理研究院流体物理研究所的多路并联超高功率脉冲 (PTS) 装置的电流 (峰值 8 MA, 电流从 0 到 100% 的上升前沿为 140 ns) 为驱动动态黑腔内爆的电流. 当泡沫柱半径为 0.15 cm 时, 考虑可选择的丝阵半径有 0.7, 0.8, 0.9, 1.0, 1.1, 1.2, 1.3, 1.4 和 1.5 cm, 它们所对应的丝阵最佳线质量分别为: 2690, 1950, 1500, 1170, 970, 800, 650, 570 和 480 $\mu\text{g}/\text{cm}$. 当泡沫柱半径为 0.3 cm 时, 考虑可选择的丝阵半径有 1.0, 1.1, 1.2, 1.3, 1.4 和 1.5, 它们所对应的丝阵最佳线质量分别为: 1500, 1200, 950, 800, 650 和 550 $\mu\text{g}/\text{cm}$. 泡沫密度均考虑以下五种情况: 5, 10, 15, 20, 30 mg/cm^3 . 对它们不同组合下的动态黑腔中的能量转移特征进行了计算.

图 1 和图 2 为不同丝阵半径下, 当泡沫柱内爆到半径为 0.1 cm 时其动能随泡沫柱密度的变化情况, 图 1 和图 2 中泡沫柱初始半径分别为 0.3 和 0.15 cm. 为了使丝阵有足够的加速距离, 在泡沫柱半径为 0.3 cm 时, 所考虑的丝阵初始半径为 1.0 cm 以上. 从图 1 中可见, 在相同的泡沫密度下, 泡沫柱最后达到的内爆动能随着丝阵半径的增加而增大, 在泡沫密度为 5 mg/cm^3 时, 当丝阵半径为 1.5 cm 时, 泡沫柱最后内爆达到的动能为 37 kJ/cm 左右; 在丝阵半径小于或等于 1.3 cm 时, 均为泡沫密度为 10 mg/cm^3 时泡沫柱最后内爆动能达到最大, 而当丝阵半径取值更大时, 泡沫柱最后达到最大内爆动能所要求的泡沫密度下降, 这里为 5 mg/cm^3 ; 对于相同的丝阵半径, 当泡沫密度大于 10 mg/cm^3 后, 泡沫柱最后达到的内爆动能迅速下降. 图 2 中所包含的变化规律与图 1 大体相似, 但由于泡沫柱的半径较小, 它与丝阵等离子体碰撞后的电磁内爆加速

距离较小, 因此, 使得泡沫柱内爆达到的动能的变化情况产生了一些差异. 首先, 总体上泡沫柱最后达到的内爆动能比泡沫柱半径为 0.3 cm 时的有所下降, 相同丝阵半径下泡沫柱达到最大内爆动能所要求的泡沫密度趋于增大, 并且, 它随泡沫密度增大的变化比较平缓. 其次, 在丝阵半径小于或等于 1.0 cm 时, 泡沫柱内爆动能最大所要求的泡沫密度大于 15 mg/cm^3 , 并且丝阵半径愈小, 所要求的泡沫密度愈大. 泡沫密度愈大, 则泡沫柱中的能量密度愈低, 其中的温度也就愈低. 因此, 作为辐射源应用的动态黑腔不适宜选用较小的丝阵半径.

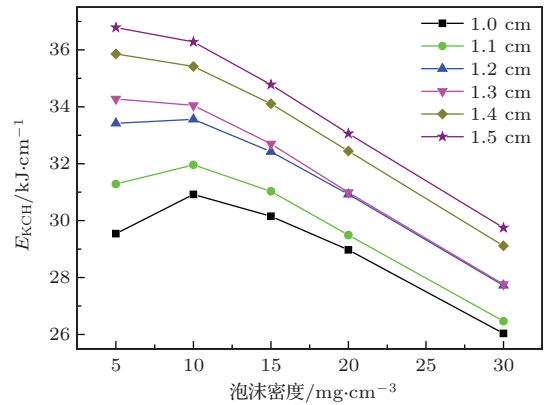


图 1 不同丝阵半径下, 泡沫柱内爆到半径为 0.1 cm 时其动能随泡沫密度的变化 (泡沫初始半径为 0.3 cm)

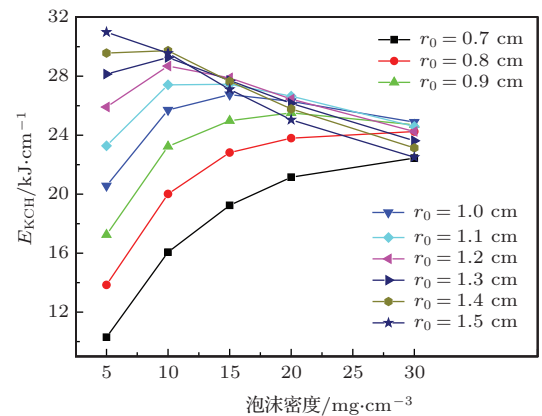


图 2 不同丝阵半径下, 泡沫柱内爆到半径为 0.1 cm 时其动能随泡沫密度的变化 (泡沫初始半径为 0.15 cm)

图 3 和图 4 为不同丝阵半径下丝阵等离子体与泡沫柱碰撞时损失的动能随泡沫密度的变化趋势, 其中图 3 和图 4 中泡沫柱的初始半径分别为 0.3 和 0.15 cm. 从这两个图中可以看到, 在这两种泡沫柱半径中, 丝阵等离子体与泡沫柱碰撞时损失的动能随泡沫密度的变化趋势大体相同, 都是随着泡沫密度的增大而增加, 但在相同的丝阵半径下, 泡沫柱半径大, 则损失的动能更大. 这说明动能的损失与

泡沫柱的质量成正比. 对于ICF应用的动态黑腔, 这部分动能损失是重要的, 因此, 可以考虑选取较大的泡沫柱半径, 或者较高的泡沫密度. 此外, 比较图1和图3, 以及图2和图4还可以发现, 碰撞损失的动能远大于泡沫柱最后达到的内爆动能, 它们有近似2倍的关系. 这对于ICF应用的动态黑腔是个有利的关系.

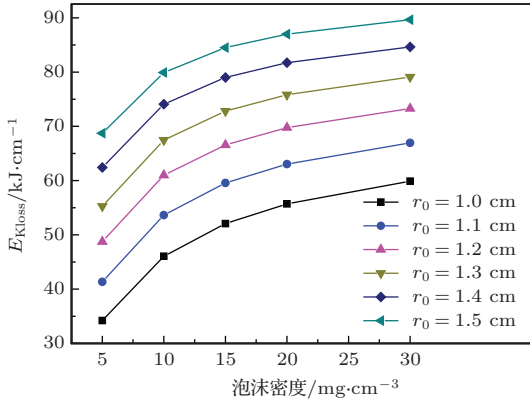


图3 不同丝阵半径下, 丝阵等离子体与泡沫柱碰撞时损失的动能随泡沫密度的变化 (泡沫柱初始半径为0.3 cm)

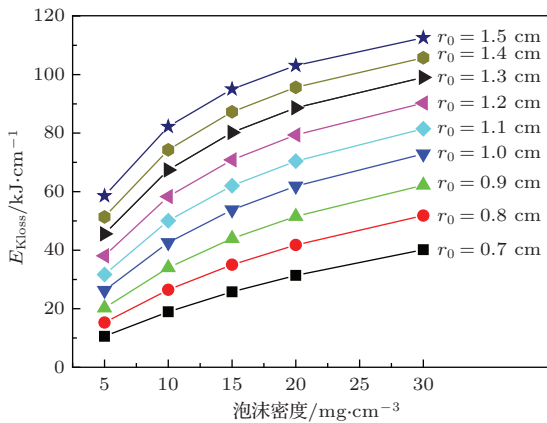


图4 不同丝阵半径下, 丝阵等离子体与泡沫柱碰撞时损失的动能随泡沫密度的变化 (泡沫柱初始半径为0.15 cm)

图5和图6为不同丝阵半径下, 当泡沫柱内爆到半径为0.1 cm时其动能密度(单位泡沫柱质量的动能)随泡沫密度的变化趋势, 其中图5和图6中泡沫柱的初始半径分别为0.3和0.15 cm. 从这两个图中可以看到, 在这两种泡沫柱半径下泡沫柱的动能密度随泡沫密度变化的趋势基本相同, 都是随着泡沫密度的增大, 开始迅速下降, 然后缓慢下降, 并且随着泡沫密度的增大, 各种丝阵半径下的泡沫柱动能密度趋于相同; 当泡沫柱半径较小时, 其中的动能密度较高, 在相同泡沫密度下, 泡沫柱半径为0.15 cm时的动能密度是0.3 cm时的3—4倍(近似正比于泡沫柱半径的平方), 并且其随泡沫密

度增大, 开始时下降得更快; 相同泡沫密度下, 泡沫柱半径为0.3 cm时, 其动能密度随丝阵半径的变化范围较小.

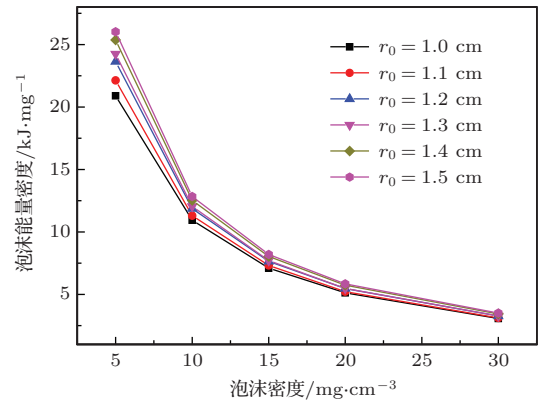


图5 不同丝阵半径下, 泡沫柱内爆到半径为0.1 cm时内爆动能密度随泡沫密度的变化 (泡沫柱初始半径为0.3 cm)

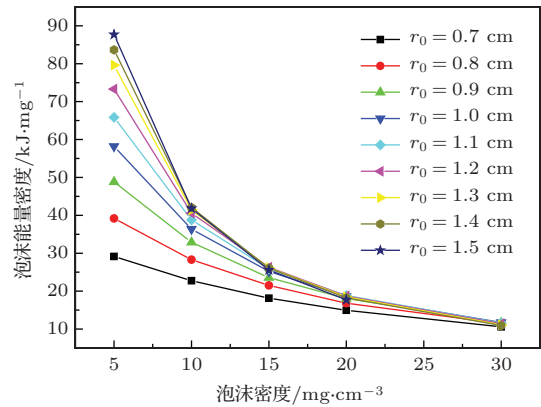


图6 不同丝阵半径下, 泡沫柱内爆到半径为0.1 cm时内爆动能密度随泡沫密度的变化 (泡沫柱初始半径为0.15 cm)

虽然从上面的能量转移情况看, 无论是丝阵的动能损失, 还是泡沫柱最后内爆达到的最大动能, 或是泡沫柱中的动能密度, 它们都是随着丝阵半径的增大而提高, 但随着丝阵半径的增大, 最优丝阵线质量下降, 从而对于丝直径一定的丝阵, 其丝间隙趋于增大, 丝阵内爆角向对称性将变弱. 此外, 不稳定性发展的研究表明, 丝阵内爆不稳定性随着内爆时间和/或丝阵半径的增大而趋于严重. 内爆对称性减弱和不稳定性的发展都会使等离子体的Z箍缩品质下降, 使最后的箍缩半径变小, 从而影响电磁能向内爆动能的转换. 因此, 综合考虑, 在8 MA, 140 ns的PTS装置上, 推荐使用半径为1.2 cm左右的丝阵负载.

下面对丝阵半径为1.2 cm, 泡沫柱半径为0.3 cm的动态黑腔中的能量转移特征进行详细

的计算. 图7是丝阵等离子体与泡沫柱碰撞后一起运动的速度, 以及它们一起内爆到半径为0.1 cm时达到的速度随泡沫密度的变化. 随着泡沫密度的增加, 碰撞后一起运动的速度和最后达到的速度都下降. 最后达到的速度与碰撞后的速度相比, 在各种泡沫密度下, 大体上速度都增加了约 0.5×10^5 m/s. 对于泡沫密度为5和10 mg/cm³, 内爆速度分别从 1.66×10^5 m/s 加速到 2.23×10^5 m/s 和从 1.04×10^5 m/s 加速到 1.59×10^5 m/s. 图8给出了加速器馈送到负载的总电磁能、丝阵因碰撞而损失的动能、半径为0.1 cm时泡沫柱达到的内爆动能和丝阵具有的动能、丝阵等离子体与泡沫柱碰撞后获得的初始动能等随泡沫密度的变化. 从图8中可以看到, 对于一定的丝阵半径和泡沫柱半径, 以及最小压缩半径, 洛伦兹力对系统做的总功或加速器馈送给负载的总电磁能, 基本上是恒定的, 与泡沫密度无关; 丝阵最后的内爆动能随着泡沫密度的增大而下降; 丝阵等离子体与泡沫柱碰撞后, 损失的动能是泡沫柱获得的动能的两倍以上. 如果希望泡沫柱能获得更多的能量, 则在PTS装置上需要采用更低的泡沫密度.

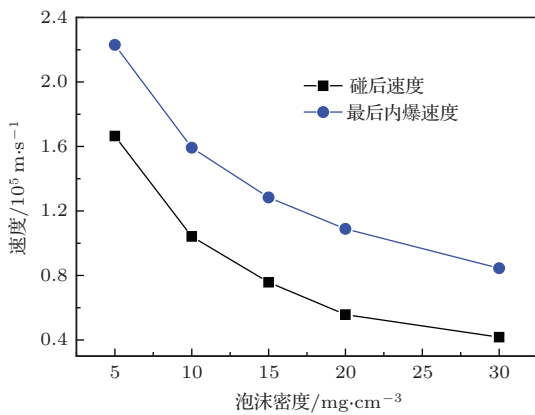


图7 半径为1.2 cm的丝阵等离子体与泡沫柱碰撞后一起运动的速度, 以及它们一起内爆到半径为0.1 cm时达到的速度随泡沫密度的变化 (泡沫柱初始半径为0.3 cm)

图9给出了丝阵半径为1.2 cm, 泡沫柱初始半径为0.3或0.15 cm, 最小压缩半径为0.2或0.1 cm时电磁能量向泡沫柱动能转换的效率随泡沫密度的变化趋势. 转换效率大体上随着泡沫密度的增大而降低 (但丝阵半径为1.2 cm, 泡沫柱初始半径为0.3 cm, 最小压缩半径为0.1 cm时, 泡沫密度为5 mg/cm³的转换效率例外), 随着最小压缩半径的减小而迅速增加, 对泡沫密度为5—10 mg/cm³之间, 在PTS装置上电磁能向泡沫柱内爆动能的转换

效率在20%—30%左右. 当然, 在辐射磁流体学程序的模拟中能计算泡沫柱内能的增加, 因此, 电磁能向泡沫柱总能量的转换效率会更高一些.

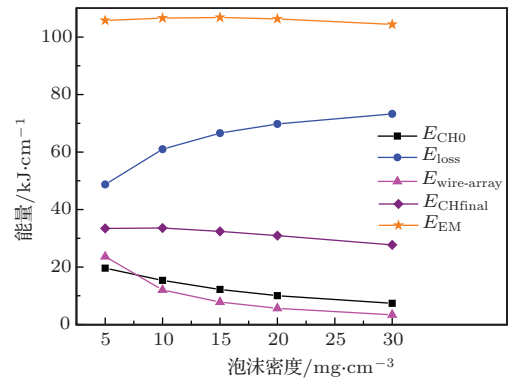


图8 半径为1.2 cm的丝阵等离子体与泡沫柱碰撞后加速器馈送到负载的总电磁能 E_{EM} 、丝阵因碰撞而损失的动能 E_{loss} 、半径为0.1 cm时泡沫柱达到的内爆动能 $E_{CHfinal}$ 和丝阵还具有的动能 $E_{wire-array}$ 、丝阵等离子体与泡沫柱碰撞时获得的初始动能 E_{CH0} 等随泡沫密度的变化 (泡沫柱初始半径为0.3 cm)

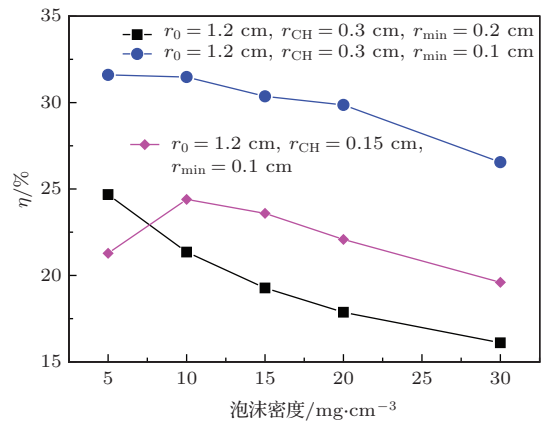


图9 在PTS装置典型电流下电磁能量向泡沫柱动能转换的效率

2.2 泡沫柱半径对能量转移的影响

前面所述, 在考察丝阵半径变化对动态黑腔中能量转移的影响时已包含了泡沫柱半径的一些变化, 从中已看出泡沫柱半径变化对能量转移的一些影响. 这里固定丝阵半径, 在更大的驱动电流下来考察泡沫柱半径对动态黑腔中能量转移特征的影响. 驱动电流幅值取为50 MA, 考虑到电流幅值增大, 电流的上升时间也会增大, 这里设其为350 ns. 丝阵半径固定为5 cm, 泡沫柱半径考虑了0.3, 0.4和0.5 cm三种今后可能应用的情况. 它们相对应的零维优化线质量分别为10, 10.3和10.7 mg/cm. 图10是丝阵等离子体与泡沫柱碰撞后一起被磁压

驱动内爆, 当半径为 0.2 cm 时泡沫柱达到的内爆动能随泡沫密度的变化. 相应地图 11 是丝阵等离子体碰撞时损失动能的变化情况. 从图 10 中可见, 当泡沫密度小于 20 mg/cm^3 时, 泡沫柱最后达到的内爆动能随着泡沫柱半径的增大而增大, 而当泡沫密度更大时, 内爆动能趋于恒定或下降. 从丝阵内爆的质点模型和泡沫柱内爆的雪耙模型来看, 第一阶段的能量转移是电磁能转化为丝阵内爆动能, 如果丝阵的线质量已优化, 则其内爆到泡沫柱表面的动能达到最大化, 即在该阶段电磁能最大化地转化为内爆动能, 在此阶段泡沫柱半径对最大动能有直接影响, 泡沫柱半径愈小, 丝阵内爆的位移愈大, 则其内爆动能愈大; 第二阶段为丝阵等离子体与泡沫柱的非弹性碰撞过程, 在该阶段决定能量转移的主要因素是丝阵和泡沫柱的相对质量, 当它们的质量相等或相近时, 泡沫柱获得最大的能量转移, 因此, 泡沫柱半径和密度对该阶段的能量转移有决定性影响; 第三阶段是泡沫柱在丝阵等离子体的裹挟下继续进行电磁内爆的过程, 在该阶段对能量转移有重要影响的是内爆加速距离(或泡沫柱半径)和电流幅值. 对于泡沫柱获得的能量来说, 主要是在第二和第三阶段. 在第二阶段, 理想情况下即泡沫柱质量与丝阵质量相等, 泡沫柱能获得丝阵等离子体内爆到泡沫柱表面时动能的 25%, 此外, 在实际的物理过程中, 丝阵等离子体因碰撞损失的动能也有一部分转化为泡沫等离子体的内能. 在第三阶段, 由于是在洛伦兹力的驱动下内爆, 电磁能转化为泡沫柱(和丝阵等离子体)内爆动能是非常有效的, 因此内爆距离增加, 或泡沫柱半径增大, 或最小压缩半径减小, 对泡沫柱获得能量的提高都是非常有效的. 从图 11 中能看到, 在相同的泡沫密度下, 随着泡沫柱半径的增大, 即实际上是泡沫柱质量的增加, 丝阵等离子体因碰撞损失的动能增加, 但半径从 0.4 变到 0.5 cm 时, 动能损失的增加趋势有所减缓.

为了方便比较不同驱动电流水平下动态黑腔中的能量转移特征, 以及为对它们驱动 ICF 的可能性进行评估提供一些半定量的结果, 下面给出电流幅值为 30, 40, 60 和 70 MA (电流上升时间均设为 350 ns) 情况下动态黑腔中基本的能量转移结果, 其中所采用的丝阵线质量均是相应情况下的零维优化线质量, 如图 12—15 所示.

当泡沫柱半径为 0.5 cm 时, 在电流幅值为 30,

40, 50, 60 和 70 MA 的电流驱动下, 半径为 5 cm 的优化丝阵内爆到泡沫柱初始半径时的动能分别为 1.95, 3.46, 5.41, 7.79 和 10.61 MJ/cm.

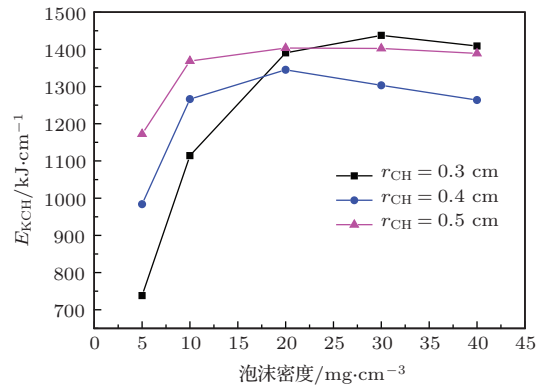


图 10 不同泡沫柱半径下, 泡沫柱内爆到半径为 0.2 cm 时的动能随泡沫密度的变化 (丝阵初始半径均为 5.0 cm)

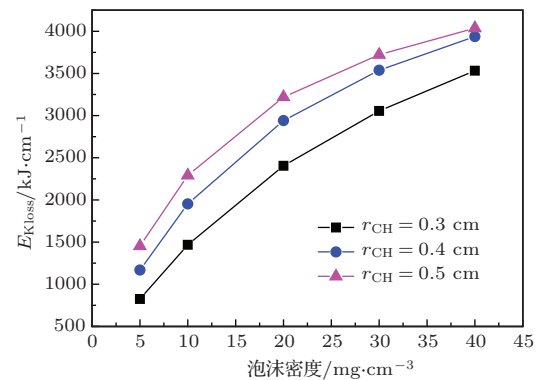


图 11 不同泡沫柱半径下, 丝阵等离子体与泡沫柱碰撞后损失的动能随泡沫密度的变化 (丝阵初始半径均为 5.0 cm)

2.3 电流上升时间对能量转移的影响

在我们所熟悉的 Z 箍缩加速器中, 如国内的“强光一号”, “阳”和 PTS 装置, 以及国外的 MG-PIE, Saturn 和 Z/ZR 等装置, 它们的电流上升前沿在几十到 200 ns 左右. 在下一代的加速器中, 随着输出电流幅值的增大, 其电流上升前沿也有增加的趋势. 此外, 就是在同一台加速器上, 随着动态黑腔负载的结构参数如丝阵半径和线质量、泡沫柱半径和密度等的变化, 其驱动电流的上升前沿也会有一定的变化. 因此, 需要通过数值模拟(计算)来考察驱动电流上升时间对动态黑腔中能量转移的影响趋势, 然后通过分析获得理论上的物理认识.

图 16 是在电流峰值为 50 MA, 上升前沿为 223 ns 的驱动下, 电磁能量转换到泡沫柱动能随泡沫密度变化的情况, 而图 10 是在电流峰值相同,

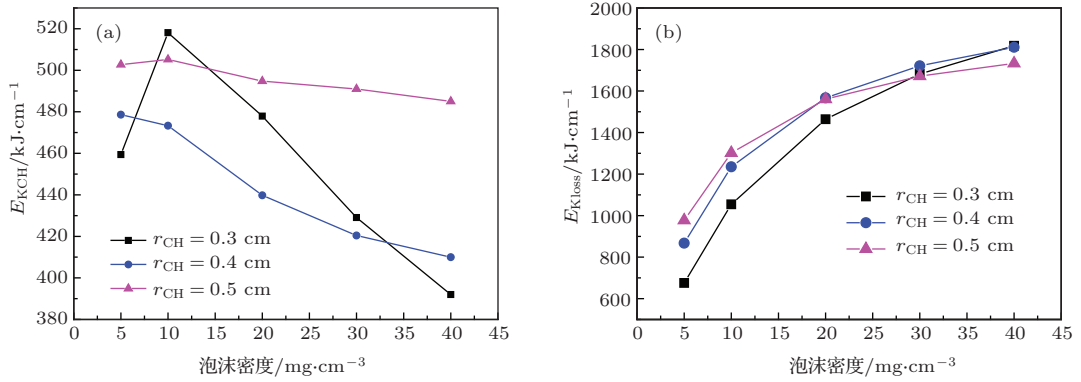


图 12 电流峰值为 30 MA, 不同泡沫柱半径下, 泡沫柱内爆到半径为 0.2 cm 时的动能 (a) 和碰撞时丝阵内爆动能的损失 (b) 随泡沫密度的变化 (丝阵初始半径均为 5.0 cm)

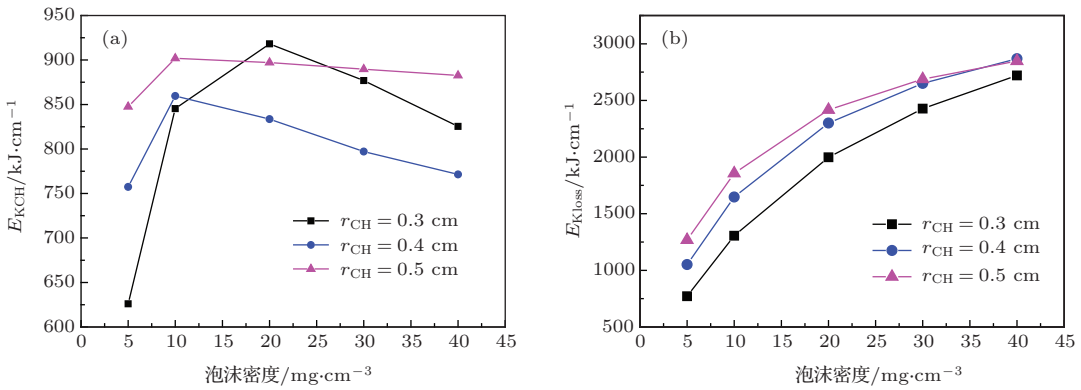


图 13 电流峰值为 40 MA, 不同泡沫柱半径下, 泡沫柱内爆到半径为 0.2 cm 时的动能 (a) 和碰撞时丝阵内爆动能的损失 (b) 随泡沫密度的变化 (丝阵初始半径均为 5.0 cm)

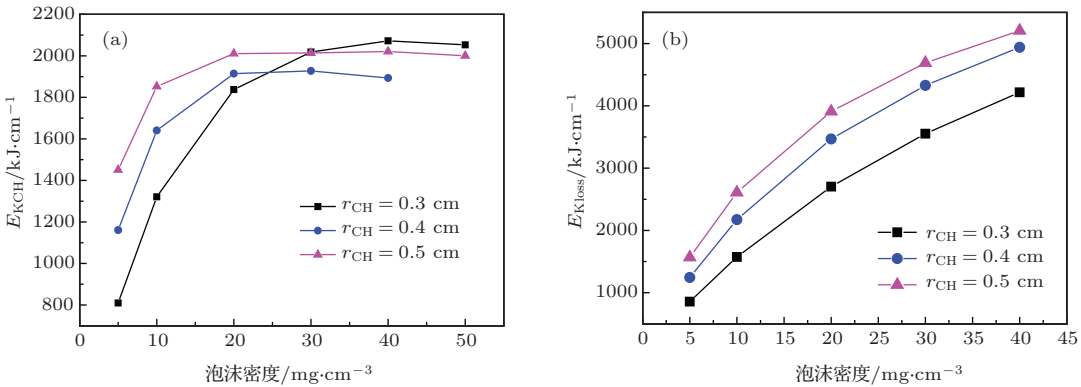


图 14 电流峰值为 60 MA, 不同泡沫柱半径下, 泡沫柱内爆到半径为 0.2 cm 时的动能 (a) 和碰撞时丝阵内爆动能的损失 (b) 随泡沫密度的变化 (丝阵初始半径均为 5.0 cm)

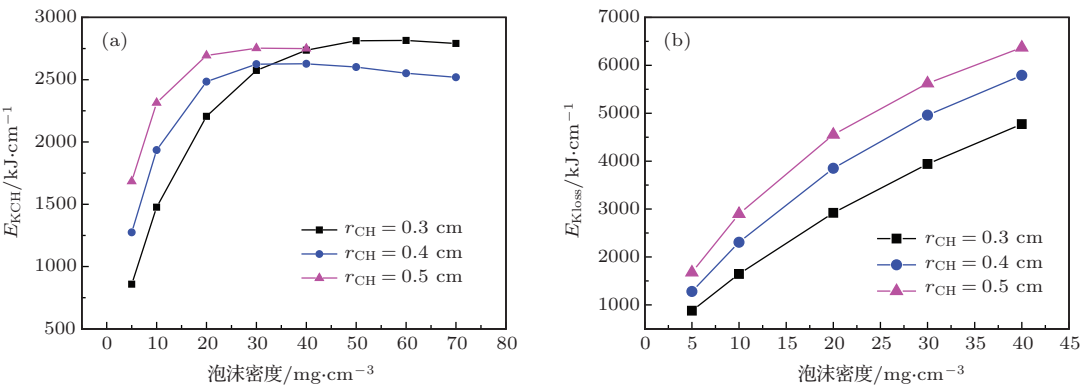


图 15 电流峰值为 70 MA, 不同泡沫柱半径下, 泡沫柱内爆到半径为 0.2 cm 时的动能 (a) 和碰撞时丝阵内爆动能的损失 (b) 随泡沫密度的变化 (丝阵初始半径均为 5.0 cm)

但上升前沿为 350 ns 下的情况. 比较两图可见, 在上升前沿为 350 ns 的情况下, 当泡沫密度为 20—30 mg/cm³ 时泡沫柱的内爆动能达到最大, 而在上升前沿为 223 ns 时, 在泡沫密度为 10 mg/cm³ 左右时泡沫柱的内爆动能就达到最大, 即随着电流上升时间的缩短, 适宜的泡沫密度减小, 但所达到的最大泡沫柱内爆动能基本上相当. 从而可以想见, 当电流上升时间变小时, 泡沫柱中的能量密度要提高, 产生的辐射功率也就要增加. 图 17 就是上述两种情况下泡沫柱中的内爆动能密度随泡沫密度的变化情况. 从图中可以清楚地看到, 当泡沫柱半径相同, 电流上升时间短, 则动能密度高; 当电流上升时间相同, 则泡沫柱半径愈小, 动能密度愈高; 在所有情况下, 动能密度都随着泡沫密度的增加而下降, 并且差异趋于缩小.

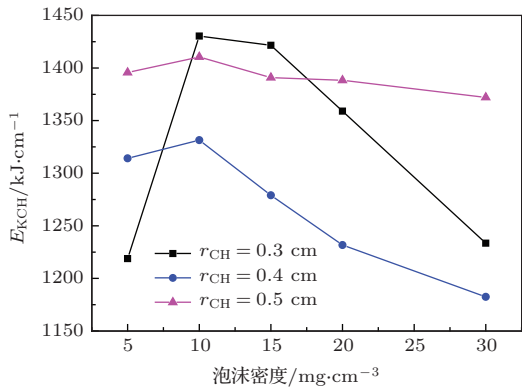


图 16 驱动电流的峰值为 50 MA, 上升前沿为 223 ns, 在不同泡沫柱半径下, 泡沫柱内爆到半径为 0.2 cm 时的动能随泡沫密度的变化 (丝阵初始半径均为 5.0 cm)

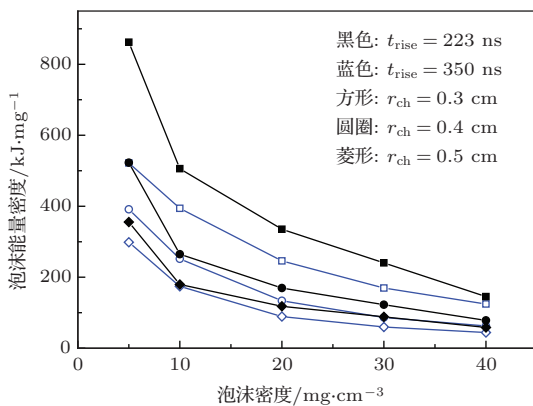


图 17 (网刊彩色) 驱动电流的峰值均为 50 MA, 上升前沿为 350 或 223 ns, 在不同泡沫柱半径下, 泡沫柱内爆到半径为 0.2 cm 时其动能密度随泡沫密度的变化 (丝阵初始半径均为 5.0 cm)

泡沫柱中的动能密度高, 则在其滞止时温度就比较高, 从而辐射场和辐射功率就比较强. 一般而

言, 辐射的产生与等离子体的温度和密度都密切相关, 只有当它的温度和密度都比较高时, 辐射才比较强烈. 丝阵和泡沫的质量大, 则密度趋于增大, 而能量 (能量密度) 大, 则温度趋于变大. 从上面的结果可以看到, 内爆动能最大, 但并不对应着动能密度最大, 当然也不对应着质量密度最大. 因此, 在实际的动态黑腔设计中, 还需要用辐射磁流体力学程序综合考虑等离子体温度和密度对产生辐射场的影响, 但这里的计算结果能有效地缩小需要耗费大量计算机时的辐射磁流体力学模拟的优选范围.

3 动态黑腔中能量转移的定标关系

在动态黑腔的能量转移中, 泡沫柱最后内爆达到的最大动能 E_{KCH} 和丝阵与泡沫柱碰撞时损失的动能是最基本的特征量. 它们与驱动电流幅值增加的定标关系, 对理解动态黑腔中的电磁能量转换和分配, 甚至商定辐射能量或辐射温度的大致范围都是重要的, 并且对动态黑腔的可能应用分析和动态黑腔的辐射磁流体力学模拟也有参考作用.

图 18 和 19 给出了计算结果. 图 18 给出了在现有装置, 如“强光一号” (1.6 MA, 110 ns), PTS (8 MA, 140 ns), Z (18 MA, 110 ns), ZR (26 MA, 140 ns) 等的典型电流, 以及电流幅值达到 30, 40, 50, 60 和 70 MA (上升前沿均为 350 ns) 等未来设想装置的电流驱动下, 动态黑腔中能量转移基本量随其电流幅值平方的变化关系. 计算中所采用的丝阵半径依次为 0.4, 1.2, 2.0, 2.5 cm, 其余 30 MA 以上强电流的均为 5.0 cm. 图 18 中从上而下的三条曲线分别表示在较小泡沫柱半径和各种电流下, 泡沫柱最后内爆到给定最小半径时的最大动能 (各种泡沫密度下); 在泡沫密度统一为 20 mg/cm³ 时, 泡沫柱内爆到给定最小半径时的动能, 它们在电流幅值小于 50 MA 时与最大内爆动能相近或相同; 在泡沫密度统一为 10 mg/cm³ 时, 泡沫柱内爆到给定最小半径时的动能, 它们在电流幅值小于 40 MA 时与最大内爆动能相近或相同. 泡沫柱内爆到给定最小半径时的最大动能与驱动电流的幅值平方有很好的线性关系, 特别是电流幅值为 30 MA 以上. 相应地, 图 19 给出了丝阵等离子体与泡沫柱碰撞时损失的动能随驱动电流幅值平方的变化关系, 其中也给出了泡沫密度为 5 mg/cm³ 的结果. 泡沫密度愈大, 则丝阵等离子体的动能损失就愈大, 但它与电流幅值平方之间没有线性关系.

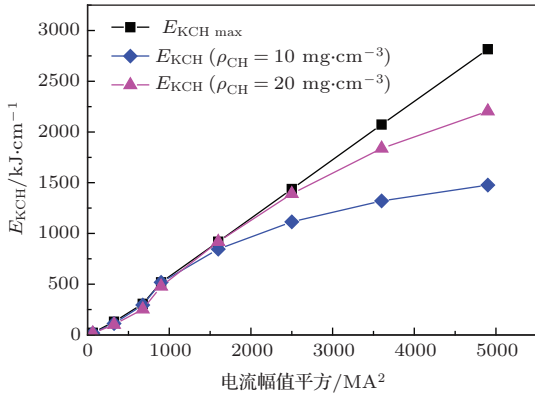


图 18 在不同泡沫密度下, 泡沫柱内爆到半径为 0.2 cm (但“强光一号”的电流时为 0.1 cm) 时的动能随驱动电流幅值平方的变化关系 (泡沫柱的初始半径为 0.3 cm, 但“强光一号”的电流时为 0.15 cm)

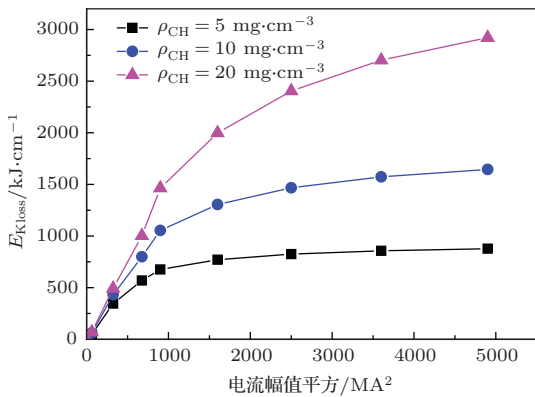


图 19 在不同泡沫密度下, 丝阵与泡沫柱碰撞时损失的动能随驱动电流幅值平方的变化关系 (泡沫柱的初始半径为 0.3 cm, 但“强光一号”的电流时为 0.15 cm)

下面再来考察一下当泡沫柱更重的情况下, 动态黑腔中能量转移特征量与驱动电流幅值平方的关系. 图 20 是泡沫柱的初始半径为 0.5 cm, 电流幅值 30 MA 以上, 泡沫柱内爆到半径为 0.2 cm 时的动能, 以及丝阵等离子体动能损失随驱动电流幅值平方的变化情况. 从图的右边自上而下的曲线分别表示: 与泡沫柱达到最大内爆动能对应条件下的丝阵等离子体因碰撞的动能损失; 泡沫密度为 20 mg/cm³ 时丝阵等离子体因碰撞的动能损失; 泡沫柱内爆到半径 0.2 cm 时的最大动能 (各种泡沫密度下); 泡沫密度仅为 20 mg/cm³ 时, 泡沫柱内爆到半径 0.2 cm 时的动能. 图中的两个五角星是相应电流下, 泡沫密度为 20 mg/cm³ 时的一维辐射磁流体力学程序模拟结果. 可见, 就泡沫柱获得的最大内爆动能而言, 雪耙模型的计算结果与一维程序的计算结果很接近. 这也说明了在内爆动能上, 泡沫柱雪耙内爆模型具有较好的可靠性. 此外, 这里再一次看到泡沫柱内爆动能与驱动电流的幅值平方

有很好的线性关系.

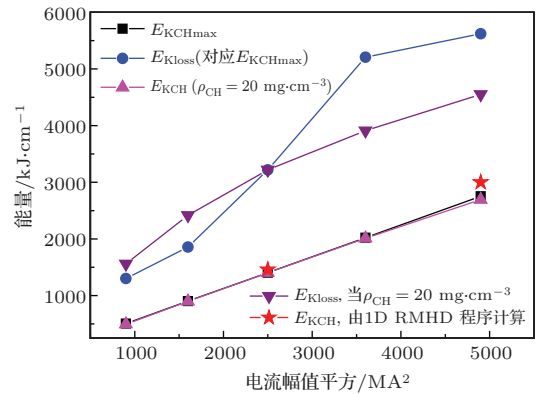


图 20 泡沫柱的初始半径为 0.5 cm, 电流幅值 30 MA 以上, 泡沫柱内爆到半径为 0.2 cm 时的动能和丝阵等离子体动能损失随驱动电流幅值平方的变化关系

将图 20 与图 18 和 19 的结果进行比较可以发现, 随着泡沫柱半径的增加, 泡沫柱内爆动能和丝阵动能损失都增大, 特别是丝阵动能损失的增大很显著. 例如对于幅值为 50 MA 的驱动电流, 泡沫密度为 20 mg/cm³, 当泡沫柱半径由 0.3 变为 0.5 cm 时, 泡沫柱内爆动能由 1.4 增加到 1.43 MJ/cm, 而丝阵等离子体动能损失由 2.4 MJ/cm 较大幅度地增加到 3.25 MJ/cm. 在 ICF 应用的动态黑腔中, 丝阵因碰撞损失的能量对靶丸烧蚀辐射场的贡献很重要, 因此, 需要采用半径较大的泡沫柱.

4 讨论与结论

动态黑腔是 Z 箍缩应用的重要桥梁, 它能为惯性约束聚变中的靶丸产生均匀、对称的烧蚀内爆辐射场, 也能为辐射不透明度实验中的样品提供均匀、近似平衡的加热辐射源, 以及为测量样品等离子体参数提供背光源. 此外, 它还可能为温稠密等离子体形成提供较稳定、低温的辐射源, 开展温稠密物质 (warm dense matter) 的实验研究. 因此, Z 箍缩驱动的动态黑腔研究是非常重要的, 是 Z 箍缩物理研究向应用研究转变的重要阶段. 从 20 世纪 90 年代后期到 21 世纪前 10 年, 经过了十多年的实验、理论和数值模拟研究, 对丝阵 Z 箍缩过程有了比较全面、清楚的物理解, 但限于加速器的驱动能力、诊断和数值模拟能力, 对动态黑腔, 特别是包含靶丸的情况下的动力学过程、辐射场和高 Z 等离子体对辐射场的约束性能的理解仍然不够深入和全面, 在国内的 Z 箍缩研究更是如此. 当然, 也有可能对这些研究内容比较敏感, 使得 Sandia 实验室

许多这方面的研究结果没有公开发表. 在丝阵Z箍缩数值研究中, 虽然一维、二维等数值模拟能给出Z箍缩过程中更丰富的物理信息, 但它们的结果的定量可靠性受限于所用参数的准确性, 甚至还要引入一些人为的调节因素; 虽然零维模型很简单, 但它们能提供比较准确的宏观信息, 如内爆动能、轨迹和内爆时间等. 在动态黑腔的数值研究中也一样, 需要在各种不同的物理模型近似下来研究其中的动力学行为和能量转换特征, 以便相互参考和验证. 本文在动态黑腔的零维和雪耙模型近似下, 也得到了一些有意义的物理认识和理解.

面向ICF应用的动态黑腔, 由于要求在冲击波到达靶丸表面前, 靶丸压缩内爆过程就要完成, 因此, 丝阵等离子体与泡沫柱碰撞时的动能损失 E_{Kloss} 对靶丸烧蚀辐射场形成的贡献是主要的, 从而泡沫密度和/或泡沫柱半径要适当大些. 而用作辐射不透明度实验测量辐射源的动态黑腔, 由于它既是加热源, 又是背光源, 因此, 需要该辐射源的功能在时间上是分离的. 合适的设计是: 丝阵等离子体产生的辐射传输到泡沫柱中形成的辐射场以及泡沫柱在压缩过程中产生的辐射被引出加热样品; 泡沫柱被压缩到心滞止时产生的强辐射被引出, 用作样品的背光照相光源. 因此, E_{KCH} 和 E_{Kloss} 都重要, 但为了得到较好的实验数据, 背光源的质量很重要, 从而希望 E_{KCH} 大些.

在给定驱动电流的情况下, 丝阵半径增大, 丝阵内爆动能也增大, E_{KCH} 和 E_{Kloss} 也都相应增大. 但在实际的Z箍缩过程中, 内爆等离子体不稳定性发展要随着半径的增大而发展, 从而箍缩效果变差, 黑腔中的辐射场就随之变弱. 因此, 丝阵半径的选取要综合考虑.

就泡沫柱获得能量(动能)而言, 电磁力对其直接加速内爆是最有效的. 因此, 需要泡沫柱的半径适当大些, 如2—3 mm以上. 但由于泡沫柱半径增大, 故泡沫质量增大, 而使其中的能量密度下降, 这就意味着泡沫等离子体温度要下降, 辐射就自然减弱. 因此, 需要通过辐射流体力学程序进行综合考虑来设计.

至于驱动电流上升时间对动态黑腔中能量转移的影响, 在雪耙模型近似中, 就宏观能量转移而言, 电流上升时间没有直接的影响, 而仅有连带的影响. 对于相同的电流幅值, 随着电流上升时间的缩短, 则相应的优化丝阵线质量就要变小, 而泡沫柱为了与丝阵相匹配, 通常要求更低的泡沫密度.

因此, 上升时间变小, 泡沫柱中的(质量)能量密度要增大, 从而辐射功率也要增大. 在惯性约束聚变中, 通常要求靶丸在很短(约几个纳秒)的时间内实现内爆压缩、聚变点火, 从而需要很强的辐射功率. 因此, 它倾向于要求有较短的电流上升时间.

丝阵等离子体与泡沫柱进行非弹性碰撞, 当泡沫柱质量与丝阵等离子体质量相等时, 碰撞后泡沫柱获得最大的动能, 它占丝阵等离子体碰撞时动能的25%, E_{Kloss} 为丝阵等离子体碰撞时动能的50%. 考虑到不是全部的丝阵质量都参与内爆和内爆不稳定性的发展, 以及泡沫柱在碰撞后在丝阵等离子体的裹挟下继续进行电磁内爆, 其获得的能量要继续增加. 因此, 在动态黑腔中泡沫柱最后获得的能量大约为丝阵等离子体碰撞时动能的20%—30%左右. 这对于多维模拟是一个重要的参考.

收缩比或最小压缩半径对泡沫柱获得的最大内爆动能影响很大, 只要最后再压缩1 mm, 那么, 泡沫柱获得的动能就会增加20%—30%, 甚至更多. 例如在本文中驱动电流为50 MA, 丝阵半径5 cm, 泡沫柱半径0.5 cm, 泡沫密度20 mg/cm³的情况下, 当最小压缩半径为0.2 cm时, 泡沫柱达到的内爆动能为1.40 MJ/cm, 而当最小压缩半径为0.1 cm时, 它却达到了2.16 MJ/cm. 因此, 提高内爆的对称性, 抑制不稳定性的发展, 对于提高动态黑腔的能量转换能力至关重要. 在假定最小压缩半径相同的情况下, 泡沫柱最后获得的最大内爆动能与驱动电流的幅值平方成正比, 但丝阵在与泡沫柱碰撞过程中损失的动能没有这个定标关系, 它只是随着泡沫柱质量的增加而增大.

参考文献

- [1] Spielman R B, Deeney C, Chandler G A, *et al.* 1998 *Phys. Plasmas* **5** 2105
- [2] Lebedev S V, Aliaga-Rossel R, Chittenden J P, Mitchell I H, Dangor A E, Haines M G, Worley J F 1998 *Phys. Plasmas* **5** 3366
- [3] Lebedev S V, Beg F N, Bland S N, Chittenden J P, Dangor A E, Haines M G, Kwek K H, Pikuz S A, Shelkovenkob T A 2001 *Phys. Plasmas* **8** 3734
- [4] Stygar W A, Ives H C, Fehl D L, *et al.* 2004 *Phys. Rev. E* **69** 046403
- [5] Cuneo M E, Waisman E M, Lebedev S V, *et al.* 2005 *Phys. Rev. E* **71** 046406
- [6] Chittenden J P, Lebedev S V, Bland S N, Ruiz-Camacho J, Beg F N, Haines M G 2001 *Laser and Particle Beams* **19** 323

- [7] Ning C, Ding N, Yang Z H 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 338 (in Chinese) [宁成, 丁宁, 杨震华 2007 物理学报 **56** 338]
- [8] Qiu A C, Kuai B, Wang L P, Wu G, Cong P T 2008 *High Power Laser and Particle Beams* **20** 1761 (in Chinese) [邱爱慈, 蒯斌, 王亮平, 吴刚, 丛培天 2008 强激光与粒子束 **20** 1761]
- [9] Nash T J, Derzon M S, Chandler G A, *et al.* 1999 *Phys. Plasmas* **6** 2023
- [10] Slutz S A, Douglas M R, Lash J S, Vesey R A, Chandler G A, Nash T J, Derzon M S 2001 *Phys. Plasmas* **8** 1673
- [11] Bailey J E, Chandler G A, Slutz S A, *et al.* 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 085002
- [12] Slutz S A, Peterson K J, Vesey R A, Lemke R W, Bailey J E, Varnum W, Ruiz C L, Cooper G W, Chandler G A, Rochau G A, Mehlhorn T A 2006 *Phys. Plasmas* **13** 102701
- [13] Jiang S Q, Ning J M, Chen F X, Ye F, Xue F B, Li L B, Yang J L, Chen J C, Zhou L, Qin Y, Li Z H, Xu R K, Xu Z P 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 155203 (in Chinese) [蒋树庆, 甯家敏, 陈法新, 叶繁, 薛飞彪, 李林波, 杨建伦, 陈进川, 周林, 秦义, 李正宏, 徐荣昆, 许泽平 2013 物理学报 **62** 155203]
- [14] Stygar W A, Cuneo M E, Headley D I, Ives H C, Leeper R J, Mazarakis M G, Olson C L, Porter J L, Wagoner T C, Woodworth J R 2007 *Phys. Rev. Special Topics-Accelerators and Beams* **10** 030401
- [15] Zou W K, Wang M, Chen L, Zhou L J, Guo F, Xie W P, Deng J J 2013 *High Power Laser and Particle Beams* **25** 2487 (in Chinese) [邹文康, 王勳, 陈林, 周良骥, 郭帆, 谢卫平, 邓建军 2013 强激光与粒子束 **25** 2487]
- [16] Lindl J D 1995 *Phys. Plasmas* **2** 3933
- [17] Leeper R J, Alberts T E, Asay J R, *et al.* 1999 *Nucl. Fusion* **39** 1283
- [18] Bailey J E, Rochau G A, Iglesias C A, Abdallah Jr J, MacFarlane J J, Golovkin I, Wang P, Mancini R C, Lake P W, Moore T C, Bump M, Garcia O, Mazevet S 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 265002
- [19] Ning C, Yang Z H, Ding N 2003 *High Power Laser and Particle Beams* **15** 1200 (in Chinese) [宁成, 杨震华, 丁宁 2003 强激光与粒子束 **15** 1200]
- [20] Ning C 2001 *Nuclear Fusion and Plasma Phys.* **21** 43 (in Chinese) [宁成 2001 核聚变与等离子体物理 **21** 43]

Basic characteristics of kinetic energy transfer in the dynamic hohlraums of Z-pinch*

Ning Cheng^{1)†} Feng Zhi-Xing²⁾ Xue Chuang¹⁾

1) (*Beijing Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing 100088, China*)

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

(Received 9 January 2014; revised manuscript received 13 February 2014)

Abstract

The applications of Z-pinch are realized through dynamic hohlraum driven by Z-pinch, in which a uniform and symmetrical radiation field may be produced for ablating implosion of the inertial confinement fusion (ICF) capsule, and the radiation sources may also be created for heating and backlighting the samples in opacity measurement experiments. The radiation field is essentially related to driven current, hohlraum configuration and material. In physics it is determined by energy transfer in the hohlraum. For rapidly obtaining the knowledge about the primary energy transfer characteristics in the hohlraum, and its trends of variation in the configuration, linear mass of the load, and the driven current, the simplified model is used to simulate the dynamic hohlraum implosion. The obtained implosion kinetic energy of the cylindrical foam accords well with the kinetic energy obtained from a one-dimensional magneto radiation hydrodynamics simulation of Z-pinch-driven dynamic hohlraum. In the dynamic hohlraum for ICF the kinetic energy loss is important for the radiation field formation when the imploding wire-array plasma collides with the cylindrical foam, while ones for radiation source the kinetic energy loss and for the final implosion kinetic energy of the foam are both important. The maximum implosion kinetic energy of cylindrical foam is directly proportional to the square of the peak current, while the kinetic energy loss increases with the mass of cylindrical foam increasing. The mass energy density in the foam tends to increase, and in turn the radiation power is enhanced when the rise time of the current turns longer.

Keywords: Z-pinch, dynamic hohlraum, energy transfer, inertial confinement fusion

PACS: 52.59.Qy, 52.77.-j, 52.38.Ph

DOI: 10.7498/aps.63.125208

* Project supported by the Key Program of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11135007).

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