

激光惯性约束聚变装置靶室内电磁脉冲环境的理论研究

孟萃^{1,2*}, 徐志谦^{1,2}, 金晗冰^{1,2}, 姜云升^{1,2}, 吴平^{1,2}

¹清华大学工程物理系, 北京 100084;

²粒子技术与辐射成像教育部重点实验室, 北京 100084

摘要 针对靶室内的强电磁脉冲(EMP)环境开展理论研究。按照物理机理的不同,将靶室内的 EMP 环境分为逃逸超热电子激励的 EMP、腔体系统电磁脉冲(SGEMP)和线缆 SGEMP 三大类。分别建立物理模型和数学模型,采用时域有限差分、粒子模拟以及蒙特卡罗算法进行模拟研究,仿真与实验结果吻合较好,该结果为深入研究激光-靶物理过程的电磁现象,以及提高装置电磁兼容能力提供了技术支持。

关键词 激光光学; X 射线光学; 激光惯性约束聚变; 超热电子; 强电磁脉冲; 系统电磁脉冲

中图分类号 TN202; O434.14

文献标识码 A

doi: 10.3788/AOS201939.0714004

Theoretical Research for Electromagnetic Pulse Environments in Laser Inertial Confinement Fusion Chambers

Meng Cui^{1,2*}, Xu Zhiqian^{1,2}, Jin Hanbing^{1,2}, Jiang Yunsheng^{1,2}, Wu Ping^{1,2}

¹Department of Engineering Physics, Tsinghua University, Beijing 100084, China;

²Key Laboratory of Particle & Radiation Imaging (Tsinghua University),
Ministry of Education, Beijing 100084, China

Abstract We present theoretical research on the intensive electromagnetic pulse (EMP) inside a target chamber. Three types of EMP environment, including one irradiated by escaped hot electrons, one involving cavity-system-generated EMP (SGEMP), and one involving cable SGEMP, are considered based on different physical mechanisms. Further, we introduce the physical model and the numerical simulation method. The simulation is conducted based on the finite-difference time-domain method, the particle-in-cell method, and the Monte Carlo algorithm. The theoretical results are in good agreement with the experimental results. This study provides technical support for further studying on the electromagnetic phenomena in the laser-target processes and improving the electromagnetic compatibility of the devices.

Key words laser optics; X-ray optics; laser inertial confinement fusion; hot electrons; intensive electromagnetic pulse; system generated electromagnetic pulse

OCIS codes 140.3610; 350.2660; 340.7480

1 引 言

激光惯性约束聚变(ICF)利用能量达到兆焦耳量级的脉冲激光作为驱动源,通过内爆压缩靶丸中的氘氚燃料,实现热核聚变。目前,美、法、中、日等国都建立了高功率的 ICF 装置。神光系列激光装置是我国进行惯性约束聚变研究的核心平台;神光-II 装置具备 1 GW/cm^2 的三倍频运行能力,开展了皮秒拍瓦级的实验^[1];2015 年 9 月,神光-III 装置成

功完成了 48 束三倍频激光的输出测试实验,总能量达到 180 kJ,峰值功率为 60 TW ^[2]。高功率激光打靶过程会产生强电磁脉冲(EMP),其电场强度可达几百 kV/m,频率范围很宽(从低频到 GHz 范围),会对激光装置中的 X 射线条纹相机和 CCD 相机等测试设备带来严重干扰,甚至引起数据丢失和设备损坏^[3]。

近年来,在高功率激光装置中发现了越来越严重的电磁脉冲干扰问题,许多诊断设备和实验结果

收稿日期: 2019-01-02; 修回日期: 2019-02-27; 录用日期: 2019-04-01

* E-mail: mengcui@mail.tsinghua.edu.cn

都受到电磁场耦合的困扰,对电磁防护相关问题的研究越来越重要。美国劳伦斯·利弗莫尔国家实验室(LLNL)研究了长脉冲激光器国家点火装置(NIF)和短脉冲激光器 Titan 产生的电磁脉冲,采用 EMSolve 软件的一个模块模拟了超热电子激励强电磁脉冲的物理过程^[4];法国 CEA 实验室的 Dubios 等^[5]研究了超短超强激光与等离子体作用中的逃逸电子和电磁脉冲效应,当逃逸电子离开靶后,靶面带净正电荷,靶支架产生瞬态电流,以中和靶面正电荷,流经靶支架的瞬态中和电流像天线一样向外辐射电磁场,并认为这是超强超短激光打靶中 EMP 的来源^[6]。利用 NIF 装置开展了许多关于 X 射线环境和系统电磁脉冲(SGEMP)效应的测量和研究,预计靶室内具有超过 1 MV/m 的 EMP 和 20~30 kJ/sr 的 X 射线。从 2015 年开始, NIF 研究小组联合圣地亚国家实验室和英国原子武器研究所先后进行了两次验证实验,分别利用能量为 7 keV 和 13 keV 的 X 射线源照射 SGEMP 诊断装置,得到了准确全面的实验数据,并计划使用更高能量的激光和 X 射线进行后续实验^[4,7-11]。清华大学自 2010 年开始研究激光惯约装置内电磁环境问题^[12]。

本文认为激光靶室内会产生类似核爆炸中的电磁环境,即产生三种电磁脉冲:1) 激光打靶激励超热电子的高能部分会从靶区域逃逸出来,在靶室内高速运动,从而激励强电磁脉冲^[13];2) 激光靶作用辐射的 X 射线打在电子器件的金属外壳,从而激励腔体系统电磁脉冲^[14-15];3) 当 X 射线照射到屏蔽电缆后,一部分 X 射线可以穿透到芯线上,激发出大量自由电子,同时绝缘介质材料上沉积电荷,在芯线上感应出电子,进而引起电流响应,该电流响应是由电缆本身的电子造成的,不受外界环境的影响,可以称之为电缆系统电磁脉冲(Cable-SGEMP)^[16-17]。按照产生机理的不同分别进行模拟,研制了 LPIC2D、LASER-SGEMP、Cable-SGEMP 三组计算软件,所得物理规律与相关实验吻合较好,为进一步开展电磁兼容设计等工作提供了技术支持。

2 逃逸超热电子激励电磁脉冲的理论模拟

利用粒子模拟方法(PIC)和时域有限差分方法(FDTD)进行数值仿真,引入时偏 FDTD 方法解决

高频数值噪声的问题。

激光打靶激励 EMP 的过程,时间尺度量级为飞秒至纳秒,空间尺度量级为微米至米,由于难以实现全过程模拟,因此,在分析主要物理现象后,将整个过程分为三个阶段进行模拟和分析。

2.1 理论模型

为研究高功率激光靶室中与超热电子有关的电磁脉冲产生的机理,在仿真过程中仅考虑主要的物理现象,建立三个阶段的物理模型及仿真流程,如图 1 和图 2 所示。第一阶段,激光与靶面等离子体作用产生超热电子,通过粒子模拟得到超热电子能量分布等信息,研究激光的能量、频率和脉冲持续时间等变量对产生超热电子的影响;第二阶段,超热电子向靶内外扩散,只有少部分能量足够高的电子(逃逸电子)能逃脱靶表面强电场,该过程采用 Poye 的动态模型计算逃逸电子信息;第三阶段,逃逸电子在真空靶室中运动激励强电磁脉冲,以时偏 FDTD-PIC 程序进行数值模拟,将逃逸电子作为输入量,可以得到电磁脉冲的强度、频率和时空分布等信息,进而研究激光参数和靶参数对产生 EMP 的影响。

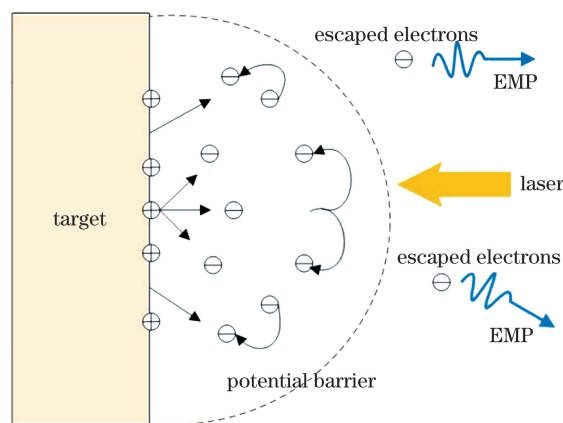


图 1 逃逸超热电子激励 EMP 物理模型

Fig. 1 Physical model of EMP radiated by escaped hot electrons

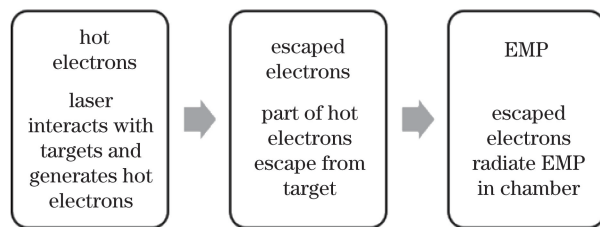


图 2 逃逸超热电子激励 EMP 的仿真过程

Fig. 2 Simulation process of escaped hot electrons radiating EMP

2.2 数值模拟方法

所采用的数值模拟方法为 FDTD 算法和 PIC 方法的结合。利用 PIC 模拟等离子体的运动规律, 利用 FDTD 方法计算空间电磁场的变化, 采用权重分配将二者结合。

研究表明, 模拟计算带电粒子与电磁场相互作用时, 高频噪声对计算结果的影响不容忽视, 其易导致模拟结果与实际结果之间产生巨大偏差。高频噪声产生的原因主要是, 在模拟计算中带电粒子产生的电荷密度与电流密度被加权到空间离散的网格中, 但其分布并不连续, 当粒子运动速度达到相对论水平时, 电荷密度与电流密度分布会产生高速非统计性跳变, 进而产生高频噪声。电流项的高频分量经过不断循环迭代, 使得电磁场项也带有不可忽视的高频噪声。为了减小噪声, 在中心差分 FDTD 的基础上引入滤波机制——时偏 FDTD 算法。该算法最早由 Godfrey 提出, 是一种能过滤高频噪声的 FDTD 算法。其主要有两方面的改进: 1) 时间偏置处理, 即通过增加电磁场时间相关项增强抗干扰性; 2) 松弛迭代处理, 即在每一个时间步长内都加入低松弛迭代, 进而达到滤波目的。

中心差分 FDTD 算法利用 $(k+1/2)\Delta t$ 时刻的磁场计算 $(k+1)\Delta t$ 时刻的电场 (k 为当前时刻); 而时偏 FDTD 算法利用 $(k-1/2)\Delta t$, $(k+1/2)\Delta t$, $(k+3/2)\Delta t$ 三个时刻的加权平均磁场计算电场, 可以得到

$$\mathbf{E}^{k+1} = \mathbf{E}^k + (\Delta t/\epsilon) \cdot [\nabla \times (\alpha_1 \mathbf{H}^{k+3/2} + \alpha_2 \mathbf{H}^{k+1/2} + \alpha_3 \mathbf{H}^{k-1/2}) - \mathbf{J}^{k+1/2}], \quad (1)$$

$$\mathbf{H}^{k+3/2} = \mathbf{H}^{k+1/2} - (\Delta t/\mu) \nabla \times \mathbf{E}^{k+1}, \quad (2)$$

式中: \mathbf{E} 为电场强度; \mathbf{H} 为磁场强度; ϵ 为介质的介电常数; \mathbf{J} 为电流密度; μ 为磁导系数; $(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3)$ 为三个时刻磁场的权重因子, 满足

$$\begin{cases} \alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3 = 1 \\ \alpha_2^2 - 4\alpha_1\alpha_3 \geq 0 \\ \alpha_1 > \alpha_3 \end{cases} \quad (3)$$

引入松弛迭代处理, 对每个时间步长的电场反复迭代 L 次, 则有

$$\mathbf{E}^{n+1,l} = (1 - \tau_l) \mathbf{E}^{n+1,l-1} + \tau_l \mathbf{E}^{n,l} + (\tau_l \Delta t/\epsilon) \cdot [\nabla \times (\alpha_1 \mathbf{H}^{n+3/2,l-1} + \alpha_2 \mathbf{H}^{n+1/2,L} + \alpha_3 \mathbf{H}^{n-1/2,L}) - \mathbf{J}^{n+1/2,L}], \quad (4)$$

$$\mathbf{H}^{n+3/2,l} = \mathbf{H}^{n+1/2,L} - (\Delta t/\mu) \nabla \times \mathbf{E}^{n+1,l}, \quad (5)$$

式中: $\tau_l (l=1, 2, \dots, L)$ 为松弛迭代因子, 满足

$$\begin{cases} \tau_l = \{1 + [2\alpha_1 / (1 - \alpha_1)]^2\} \cdot \\ \quad \{1 - \cos[\pi(l-1/2)/L] / \cos(\pi/2L)\}^{-1} \\ 1 = \tau_1 > \tau_2 > \dots > 0 \end{cases} \quad (6)$$

可以看出, 时偏 FDTD 算法是将中心差分的一次迭代分解为多次迭代, 通过降低计算效率换取对高频信号的滤波。

2.3 计算结果

2.3.1 产生超热电子的温度

利用编写的 LPIC2D 程序, 在波长为 800 nm, 强度为 $2 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ 以及半峰全宽为 50 fs 的激光打靶条件下, 计算得到超热电子的速度、位置和能量等信息。模拟结果显示, 超热电子最高能量可达 5 MeV。以 20 keV 为道宽, 统计电子能量, 得到超热电子密度随能量的分布关系。对超热电子密度取对数, 计算电子能谱, 结果如图 3 所示, 其中 n 为每个能量对应的电子数量, n_0 为计算得到的电子总数。

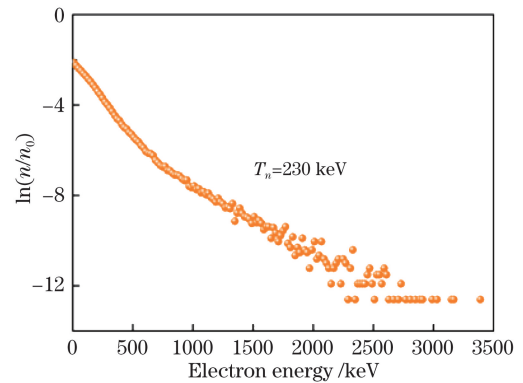


图 3 LPIC2D 计算的超热电子温度

Fig. 3 Temperature of hot electrons calculated by LPIC2D

对能量高于 50 keV 的部分电子能谱进行直线拟合, 得到超热电子的拟合温度 $T_n = 230 \text{ keV}$ 。利用粒子模拟软件 OSIRIS 进行相同条件的模拟, 计算超热电子能谱, 结果如图 4 所示, 超热电子的拟合温度 $E_n = 236 \text{ keV}$, 该结果与文献[5]的三维模拟结果(拟合温度 $T_h \approx 250 \text{ keV}$)一致。

2.3.2 激光强度对超热电子的影响

为了研究激光强度对超热电子的影响, 保持其他参数不变(激光脉宽为 50 fs, 激光波长为 $1.06 \mu\text{m}$), 模拟不同激光强度条件下产生的超热电子。图 5 给出了超热电子温度与激光强度之间的关系, 由图 5 可知, 激光强度对超热电子温度起重要作用, 超热电子温度随激光强度的增强而上升。

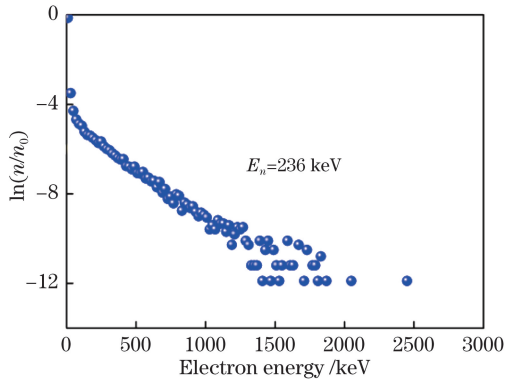


图 4 OSIRIS 计算的超热电子温度

Fig. 4 Temperature of hot electrons calculated by OSIRIS

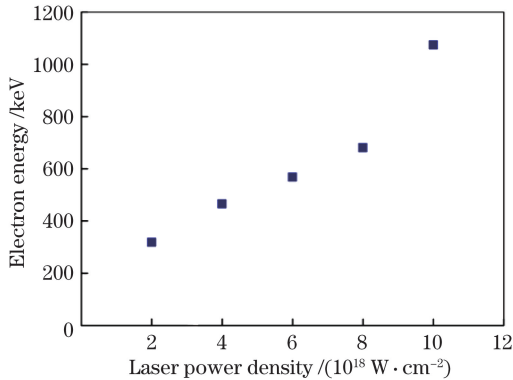


图 5 超热电子温度与激光强度的关系

Fig. 5 Relationship between temperature of hot electrons and power density of laser

2.3.3 靶尺寸对 EMP 的影响

研究发现,靶尺寸对 EMP 强度具有较大影响,在相同实验条件下,靶的面积越大,EMP 越强。可能的原因是,靶的面积越大,靶面的电势越小,能够逃脱靶面电势的电子越多。LLNL 在 TITAN 装置中测量了不同直径靶的电场峰值强度^[4,13],本研究采用相同的参数(激光能量为 200 J,持续时间为 20 ps,波长为 1050 nm,焦半径为 10 μm),铝靶直径范围为 0.1~10 mm,模拟测量 EMP 电场峰值与靶直径的关系,结果如图 6 所示。考虑到所设计的计算模型是一个直径为 2 m 的二维圆柱模型,而 TITAN 靶室实际采用直径为 2.5 m,高为 1 m 的圆柱腔体,因此本研究的模拟结果与 TITAN 测量结果的规律和量级相符。

逃逸超热电子会激励电磁脉冲,其持续时间通常为几十 ps,与激光脉冲非常接近。根据实验条件的不同,峰值场强一般为几 kV/m 到几十 kV/m,靶尺寸越大,电磁场强度就越强。计算结果表明,逃逸超热电子是靶室内 EMP 的重要来源。

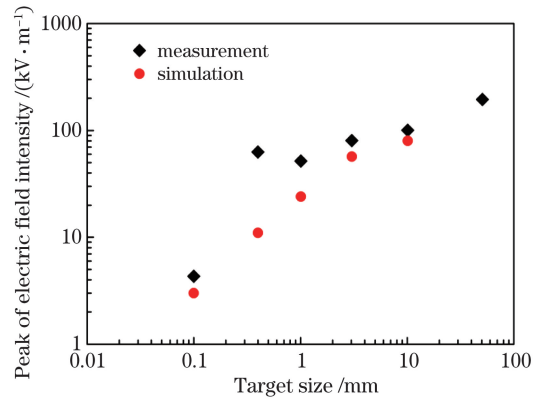


图 6 靶尺寸对 EMP 的影响

Fig. 6 Influence of target size on EMP

3 X 射线激励腔体系统电磁脉冲的理论模拟

3.1 壳体的物理模型与计算方法

为了屏蔽 EMP 造成的干扰,在靶室内工作的诊断设备外安装一个金属壳体。研究表明,可以利用一个简单的圆柱腔体模型代替屏蔽壳体,如图 7 所示。模型材料为铝,直径 $d = 20$ cm,长 $L_0 = 30$ cm,X 射线沿着腔体对称轴的方向从一个端面均匀照射,并使内表面均匀发射出大量的前向电子。

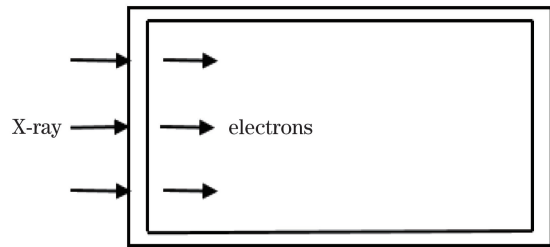


图 7 诊断设备屏蔽壳体的物理模型

Fig. 7 Physical model of shielded enclosure outside diagnostic equipment

发射电子在腔内的真空环境中运动,并形成空间电流密度。变化的电流激励出瞬变电磁场,而电磁场又会作用到电子,进而影响其运动。新的电子运动状态会产生新的空间电流,形成自洽过程,从而激励出腔体系统电磁脉冲。

考虑到圆柱体的对称性,可以将模型简化至二维柱坐标系。利用 FDTD 和 PIC 方法即可求解任意时刻区域内的电磁场和电子运动信息。

3.2 计算结果

在发射电子总数为 10^{13} ,平均能量为 2 keV 的条件下,计算轴向电场 E_z 的波形及其频谱,结果如

图 8 和图 9 所示。可以发现,电场波形平稳,与发射电子的谱形非常接近,这是因为电磁场由电子运动激发,电子发射速度快时,电荷密度大,空间电流高,激发的电磁场自然也就更强,电场峰值与发射电子的峰值几乎同时出现。在频谱中,高频部分已经消失,说明之前的结果确实存在高频噪声。滤掉这些干扰之后,电场波形恢复正常,振荡明显减弱,电场方向也没有出现反复变化的情况,计算结果准确可信。

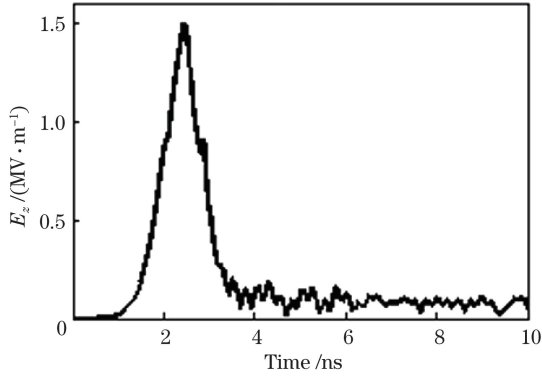


图 8 电场的时域波形

Fig. 8 Time-domain waveform of electric field

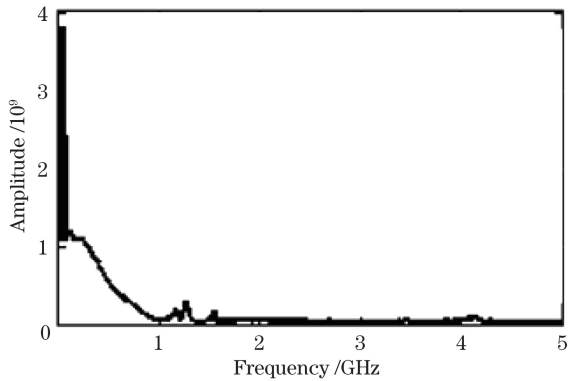


图 9 电场的频谱

Fig. 9 Frequency spectrum of electric field

计算结果表明,X射线激励的腔体系统电磁脉冲电场强度的峰值为 1.5 MV/m,磁场强度的峰值为 277 A/m,SGEMP 的频率小于 1 GHz。

4 X 射线激励线缆系统电磁脉冲的理论模拟

4.1 物理模型与数值模拟方法

假设线缆没有发生弯曲和变形,能量为 10 keV 的单能 X 射线以垂直线缆轴线的方向均匀照射,建立如图 10 所示的分层线缆模型。线缆由三个同轴部分组成,从内到外分别为铜制芯线、聚乙烯材料介质层和铝制屏蔽层,外径依次为 0.1,

0.5,0.7 mm。为了缩短计算时间,取线缆长度为 $L_1 = 1$ cm。

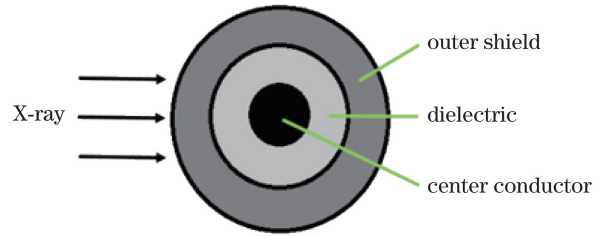


图 10 线缆模型示意图

Fig. 10 Diagram of cable model

与前两类电磁脉冲不同的是,线缆系统电磁脉冲不再由电子在真空中的运动产生,也没有 PIC 方法模拟的过程,而是 X 射线与线缆发生作用后由沉积电荷形成的径向发射电流激发产生。

利用蒙特卡罗方法计算 X 射线在线缆内产生的沉积电荷分布情况。根据模型的几何对称性,建立二维柱坐标系来计算线缆 SGEMP 响应。对于沉积电荷产生的电流密度 \mathbf{J} ,只需径向分量满足

$$\nabla \times \mathbf{J} = -\partial \rho / \partial t. \quad (7)$$

在空间上对(7)式进行中心差分处理,时间步长与空间步长分别为 Δt 和 Δr ,整理后可得

$$J_r^{k+\frac{1}{2}}(i+1) = \frac{1}{r(i+1)} \left[r(i) J_r^{k+\frac{1}{2}}(i) - \frac{\Delta r \Delta \rho}{\Delta t} r \left(i + \frac{1}{2} \right) \right], \quad (8)$$

式中: ρ 为沉积电荷密度; $r(i)$ 为电荷在半径方向的位置; k 为当前时刻。通过迭代可计算出电流密度^[13]。以径向电流为源项,通过在介质层内求解麦克斯韦方程组即可得到随时间变化的电磁场。

在数值模拟过程中,计算的空间区域存在限制,所以电磁场的分布存在确定的边界。采用 FDTD 方法计算边界的场量时,需要利用计算区域之外的场量信息,因此需要根据边界条件处理边界处电磁场的计算方程。将介质层与外屏蔽层和芯线的界面处近似为理想导体边界,即电场强度的切向分量为 0。在电缆的两个端面,电磁波只会向外传播,所以采用吸收边界条件进行处理,相当于电缆端匹配阻抗的情况。

得到线缆介质层内的电磁场分布后,根据安培环路定理,代入介质层和芯线交界面上的磁场强度,即可求出线缆芯线上的响应电流。

4.2 系统电磁脉冲响应的仿真结果

在 X 射线注量为 4.2 J/cm² 的条件下,采用蒙特卡罗方法计算出的线缆芯线上沉积的正电荷数量为 2.11×10^{11} ,而介质层上沉积的负电荷数量为

2.2×10^{11} 。假设电荷在空间上均匀分布,并且时间波形符合高斯分布,持续时间为 1 ns。利用编制的程序计算出芯线上的响应电流。

取样点处的电流波形如图 11 所示,与发射电子的时间波形非常接近,并且脉宽几乎相同。计算区域的截断处设置为吸收边界,相当于电缆两端阻抗匹配情况,在电荷沉积结束后,即入射 X 射线脉冲结束后,受辐照位置的芯线上不再产生电流。电流的最大值约为 12.6 mA,峰值出现的时间为 0.5 ns,脉宽为 1 ns 左右。李进玺等^[18]比较了传输线(TL)方法和 FDTD 方法对电缆 X 射线瞬态响应的计算结果,如图 12 所示。在计算条件比较接近的情况下,本文的数值模拟结果与文献[18]的参考波形非常接近,二者的峰值强度相差较小,表明本研究计算结果的可信度较高。

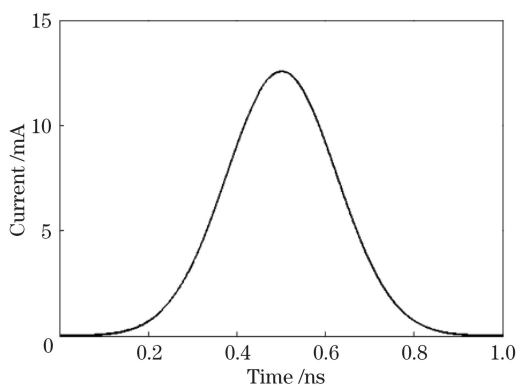


图 11 仿真得到的电流波形

Fig. 11 Current waveform from simulation

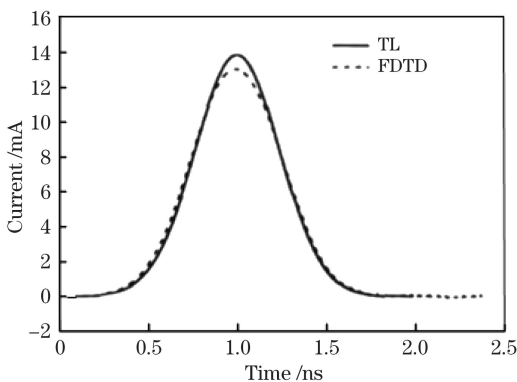


图 12 参考波形

Fig. 12 Referenced current waveform

对仿真得到的时域波形进行傅里叶变换,计算响应电流的频谱,结果如图 13 所示。电流的频率较高,带宽较大(0~5 GHz)。目前,商用同轴电缆传输信号的截止频率一般为 18 GHz,所以响应信号几乎可以全部沿着电缆传输,从而对测量结果造成严重的干扰。

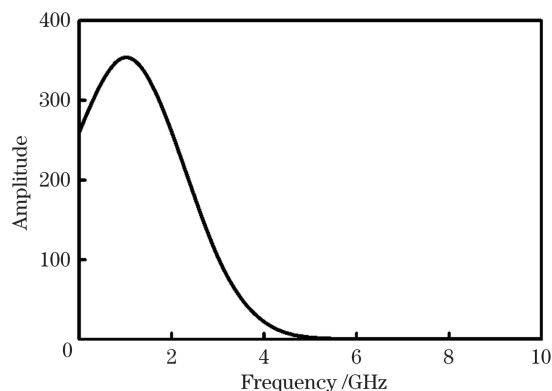


图 13 响应电流的频谱

Fig. 13 Frequency spectrum of response current

X 射线激励线缆电磁脉冲会在同轴电缆芯线上产生响应电流信号,其峰值为 12.6 mA/cm,频率分布为 0~5 GHz,因此,其可以通过电缆传输并耦合到电子系统,进而对测量结果造成严重干扰。

5 结 论

研究了高功率激光打靶物理过程中激励强电磁脉冲环境的机理,梳理了电磁场产生全过程的数值模拟方法,理论模拟结果与实验测量结果相吻合,可利用该结果研究逃逸电子激励电磁脉冲、腔体系统电磁脉冲与线缆系统电磁脉冲的机理与规律。分别对超热电子激发 EMP 过程的三个阶段进行分析和模拟,脉宽为 50 fs,峰值为 2×10^8 W/cm 的激光(能量为 80 mJ)与金属靶作用后,约 8.5×10^{10} 个逃逸电子激励的 EMP 峰值强度达 8 kV/m,EMP 频率范围为 0~2 GHz。采用时偏 FDTD 方法求解电磁场强度,很好地解决了高频噪声引起的问题;同时,X 射线辐照靶室内的诊断设备后,会产生峰值强度为 1.5 MV/m 的腔体系统电磁脉冲和 12.6 mA/cm 的线缆电磁脉冲响应,会在高功率激光装置中造成不可忽视的电磁兼容问题。

为了避免数据丢失和设备损坏,物理实验过程中必须对电磁脉冲进行防护。考虑到逃逸电子是靶室内电磁脉冲的重要来源,可以在靶附近设置逃逸电子收集装置,阻止电子在靶室中运动以降低 EMP;法拉第笼结构的金属屏蔽也能够起到很好的防护效果。目前,难以解决的是 X 射线激发的腔体 SGEMP 和线缆 SGEMP,其产生机理特殊,峰值强度大,只能在诊断设备外部增加抗电离辐射材料作为防护;同时,滤波器是抑制线路干扰最有效的技术

手段,在电路接口处加入滤波和调频机制也能够有效防护线缆 SGEMP。

参 考 文 献

- [1] Zhu J Q, Chen Z H, Zheng Y X, *et al.* Review on the development of Shenguang-II laser facility[J]. Chinese Journal of Lasers, 2019, 46(1): 0100002. 朱健强, 陈绍和, 郑玉霞, 等. 神光-II 激光装置研制[J]. 中国激光, 2019, 46(1): 0100002.
- [2] Zheng W G, Wei X F, Zhu Q H, *et al.* SG-III laser facility has successfully achieved 60 TW/180 kJ ultraviolet laser (351 nm) output[J]. High Power Laser and Particle Beams, 2016, 28(1): 091901. 郑万国, 魏晓峰, 朱启华, 等. 神光-III 主机装置成功实现 60 TW/180 kJ 三倍频激光输出[J]. 强激光与粒子束, 2016, 28(1): 091901.
- [3] Pérez F, Kay J J, Patterson J R, *et al.* Efficient laser-induced 6-8 keV X-ray production from iron oxide aerogel and foil-lined cavity targets[J]. Physics of Plasmas, 2012, 19(8): 083101.
- [4] Brown C G, Jr, Bond E, Clancy T, *et al.* Assessment and mitigation of electromagnetic pulse (EMP) impacts at short-pulse laser facilities[J]. Journal of Physics: Conference Series, 2010, 244(3): 032001.
- [5] Dubois J L, Lubrano-Lavaderci F, Raffestin D, *et al.* Target charging in short-pulse-laser-plasma experiments[J]. Physical Review E, 2014, 89: 013102.
- [6] Lion C. The LMJ program: an overview[J]. Journal of Physics: Conference Series, 2010, 244(1): 012003.
- [7] Fournier K B, Satcher J H, May M J, *et al.* Absolute X-ray yields from laser-irradiated germanium-doped low-density aerogels[J]. Physics of Plasmas, 2009, 16(5): 052703.
- [8] Jacquet L, Girard F, Primout M, *et al.* Multi-keV X-ray sources from metal-lined cylindrical hohlraums[J]. Physics of Plasmas, 2012, 19(8): 083301.
- [9] de Marco M, Pfeifer M, Krousky E, *et al.* Basic features of electromagnetic pulse generated in a laser-target chamber at 3-TW laser facility PALS[J]. Journal of Physics: Conference Series, 2014, 508: 012007.
- [10] Fournier K B, May M J, Colvin J D, *et al.* Demonstration of a 13-keV KrK-shell X-ray source at the National Ignition Facility[J]. Physical Review E, 2013, 88(3): 033104.
- [11] May M J, Fournier K B, Colvin J D, *et al.* Bright X-ray stainless steel K-shell source development at the National Ignition Facility[J]. Physics of Plasmas, 2015, 22(6): 063305.
- [12] Meng C, Yang C, Li X, *et al.* Development of electromagnetic environment research of high power laser facility[J]. Journal of Terahertz Science and Electronic Information Technology, 2017, 15(1): 70-74. 孟萃, 杨超, 李鑫, 等. 高功率激光装置电磁环境研究进展[J]. 太赫兹科学与电子信息学报, 2017, 15(1): 70-74.
- [13] Jin H B, Meng C, Jiang Y S, *et al.* Simulation of electromagnetic pulses generated by escaped electrons in a high-power laser chamber[J]. Plasma Science and Technology, 2018, 20(11): 115201.
- [14] Meng C, Xu Z Q, Jiang Y S, *et al.* Numerical simulation of the SGEMP inside a target chamber of a laser inertial confinement facility[J]. IEEE Transactions on Nuclear Science, 2017, 64(10): 2618-2625.
- [15] Meng C, Xu Z Q. Numerical simulation of EMP environment radiated by X-rays inside a high-power laser facility[C]//2018 International Applied Computational Electromagnetics Society Symposium in Denver, March 25-29, 2018. Denver, Co, USA. New York: IEEE, 2018: 17803175.
- [16] Beers B L. Radiation-induced signals in cables-II[J]. IEEE Transactions on Nuclear Science, 1977, 24(6): 2429-2434.
- [17] Xu Z Q, Meng C. Evaluation of cable SGEMP response using Monte Carlo and finite-difference time-domain methods[J]. IEEE Transactions on Nuclear Science, 2017, 64(11): 2829-2836.
- [18] Li J X, Cheng Y H, Zhou H, *et al.* Calculation of coaxial line X-ray responses by transmission line method and finite difference time domain method[J]. High Power Laser and Particle Beams, 2007, 19(12): 2079-2082. 李进玺, 程引会, 周辉, 等. 用传输线和时域有限差分法计算电缆 X 射线响应[J]. 强激光与粒子束, 2007, 19(12): 2079-2082.