

对美国国家点火装置2010年以来实验设计思路的分析

张棋 马积瑞 范金燕 张杰

Analysis of design principles of the experiments on the National Ignition Facility since 2010

Zhang Qi Ma Ji-Rui Fan Jin-Yan Zhang Jie

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 135202 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20220199

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220199>

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

惯性约束聚变装置中靶面光场特性的统计表征方法

Method of statistically characterizing target plane light field properties in inertial confinement fusion device

物理学报. 2019, 68(8): 084207 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182091>

Z箍缩动态黑腔驱动靶丸内爆动力学

Numerical studies on dynamics of Z-pinch dynamic hohlraum driven target implosion

物理学报. 2018, 67(2): 025203 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20171640>

激光加载下金属锡材料微喷颗粒与低密度泡沫混合实验研究

Observation of ejecta tin particles into polymer foam through high-energy X-ray radiography using high-intensity short-pulse laser

物理学报. 2019, 68(7): 076201 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182280>

基于涡旋光束的超快速角向集束匀滑方案

Ultrafast azimuthal beam smoothing scheme based on vortex beam

物理学报. 2019, 68(2): 024207 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181361>

基于束间动态干涉的快速匀滑新方法

Ultrafast smoothing scheme based on dynamic interference structure between beamlets of laser quad

物理学报. 2020, 69(6): 064206 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20190962>

惯性约束聚变靶丸内杂质气体抽空流洗过程的数值模拟

Numerical simulation of filling and evacuating process of impurity gas in target capsule of inertial confinement fusion

物理学报. 2021, 70(7): 075207 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201491>

对美国国家点火装置 2010 年以来 实验设计思路的分析*

张棋¹⁾³⁾ 马积瑞²⁾ 范金燕²⁾ 张杰^{1)3)4)†}

1) (上海交通大学物理与天文学院, 激光等离子体教育部重点实验室, 上海 200240)

2) (上海交通大学数学科学学院, 科学工程计算教育部重点实验室, 上海 200240)

3) (上海交通大学 IFSA 协同创新中心, 上海 200240)

4) (中国科学院物理研究所光物理实验室, 北京 100190)

(2022 年 1 月 27 日收到; 2022 年 2 月 26 日收到修改稿)

美国国家点火装置 (NIF) 自 2010 年投入使用以来, 已经进行了约 1030 发次的惯性约束聚变研究实验. 在经历了最初 7 年多的艰难探索之后, 自 2017 年以来, 激光聚变反应输出能量接连突破 55 kJ 和 170 kJ, 特别是在 2021 年 8 月的实验中, NIF 研究团队获得了 1.35MJ 聚变输出能量的结果, 已经接近实现靶点火 (target ignition) 的门槛. NIF 实验数据具有极高的分析价值, 近些年来 NIF 研究团队已经将这些数据用于进一步实验的优化设计、预测产额、矫正模拟等目的. 由于 NIF 实验数据库中大量数据未被公开, 我国科研工作者只能从少量已公开数据中了解其实验历程, 无法深入分析各阶段 NIF 实验及各时间节点 NIF 团队对下一阶段实验设计思路的来源. 本文根据 NIF 实验数据的特点, 采用预测平均匹配方法和信赖域方法对 NIF 实验缺失数据进行了数据还原研究, 并且对还原数据进行了可靠性验证. 利用还原数据, 本文分析了过去十年间不同阶段 NIF 实验的不同侧重点以及设计思路, 并且利用机器学习方法预测了未来 NIF 实验中的热斑压强. 这些结果为我国科研工作者持续跟进并深入理解最新 NIF 实验结果提供了一种可行的方法, 也可以对我国激光聚变点火实验的设计起到借鉴作用.

关键词: 惯性约束聚变, 间接驱动点火, 缺失数据还原, 信赖域方法

PACS: 52.57.-z, 95.75.-z, 07.05.Kf, 87.55.kd

DOI: 10.7498/aps.71.20220199

1 引言

美国国家点火装置 (National Ignition Facility, NIF) 位于加利福尼亚州劳伦斯·利弗莫尔国家实验室 (Lawrence Livermore National Laboratory, LLNL), 于 1997 年开始建设, 2009 年正式建成, 2010 年投入使用, 是全球耗资最大、激光能量最高、主要用于间接驱动激光聚变研究的巨型光学工程. 过去 10 年来, NIF 研究团队通过调整脉冲波形、改

进调控技术、优化腔靶设计及制靶工艺等措施, 不断改进和优化实验设计思路, 最终在 2021 年 8 月的实验中, 取得了具有里程碑意义的实验结果^[1-4].

NIF 在 2010 年投入使用时, 由于对激光聚变物理过程的复杂性预计不足, 激光聚变实验最初的聚变反应输出能量尚不足 1 kJ. 在随后的 7 年中, NIF 研究团队不断调整实验设计思路, 优化实验方案, 但是由于激光聚变物理过程的内禀复杂性, 激光聚变反应的输出能量长期徘徊在较低的水平. 直到 2017 年 6 月, NIF 团队通过使用高密度碳烧蚀层

* 中国科学院战略性科技先导专项 (批准号: XDA25010100) 和国家自然科学基金 (批准号: 11971309) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: jzhang@iphy.ac.cn

方案,使 α 粒子的自加热效应抵消了压缩靶丸的韧致辐射损失,聚变输出能量首次达到 55 kJ 的水平^[5].在随后的两年里,NIF 团队不断调整脉冲波形和腔靶设计,于 2019 年 11 月使用新型 Hybrid-E 方案,聚变输出能量再次达到 55 kJ^[6].该次实验中 α 粒子加热效应开始成为聚变反应的主导能量,但是在惯性约束的时间内仍不能大规模自加热.在 Hybrid 方案不断完善的过程中,NIF 升级了制靶工艺和激光脉冲调控技术,并将 I-raum 方案提到实验日程.直到 2021 年 8 月,N210808 发次实验在 90 ps 的约束时间内产生了 1.35 MJ 的聚变输出能量^[2,4].2021 年 10 月 NIF 团队进行了重复性验证实验,虽然没能重复 8 月实验的结果,但是仍然得到了 430 kJ 的聚变能量输出.这个结果一方面说明 NIF 点火实验的确已经接近实现聚变输出能量大于输入激光能量的能量平衡的点火门槛,另一方面说明 NIF 实验尚未实现对激光聚变点火实验条件的完全可控,因此亟需对 NIF 实验数据进行及时深入的研究.

自 NIF 建成投入使用以来,NIF 装置上一共进行了 3000 多发次实验,其中直接用于 ICF 研究的实验约 1030 发,相关的实验数据一直是 ICF 领域的研究热点.Hatfield 等^[7,8]曾利用机器学习算法研究 NIF 实验数据,以此优化靶丸设计,并且利用稀疏异方差高斯过程预测 ICF 实验结果;Gaffney 等^[9]开发了 Bavesian 框架,使用 NIF 实验数据矫正 ICF 模拟数据;Humbird 等^[10]首次使用深度联合信息神经网络进行发次后模拟,并且用实验数据对训练过的深度神经网络进行迁移学习,在更广范围内预测 NIF 实验^[11];Hsu 等^[12]则评估了不同机器学习方法对 NIF 内爆参数的预测能力,认为深度学习比一般的机器学习回归模型更适合 NIF 实验中子产额的预测.

目前 NIF 实验数据库还没有对外公开,我国科研工作者从各类期刊、会议报告中获取的仅为部分实验数据.由于不同实验的实验性质不同、诊断设备的升级阶段不同而导致的测量维度不同、以及各论文陈述的侧重点不同,这些发次所公布的参数并不一致,而且存在大量的数据缺失.因此深入了解已公布的 NIF 实验数据,设计有效算法进行缺失数据还原,并且分析 NIF 团队在不同阶段调整实验设计的出发点,不仅可以帮助深入理解 LLNL 在 2020 年 5 月 20 日的报告中提出的关于升级 NIF

装置有望达到点火目标^[13]的设计依据,而且可以为我国间接驱动点火实验提供更完整的实验数据与设计经验.

本文首先介绍实验原始数据的来源和实验中影响中子产额的主要因素,然后提出数据还原的方法及数学原理;再从物理和数学两方面交叉检验还原数据的可靠性;最后利用还原数据对不同阶段的 NIF 实验进行分析,特别是绝热因子在不同阶段对中子产额正反两方面的影响.结果表明 NIF 团队在前期的 8 年时间里,以追求靶-热斑的能量转化效率(内爆速度和压缩稳定性)和高熵增为主要实验设计目的;在后期 3 年里,NIF 团队一方面通过降低腔靶比和熵增因子来提高黑腔-靶耦合效率(腔靶比 CCR、黑腔设计),另一方面通过升级激光调控技术和制靶技术来解决驱动不对称性问题,以追求进一步提升靶-热斑能量转化效率为实验设计目的.

2 对 NIF 实验缺失数据的还原研究

2.1 原始数据来源和中子产额的主要影响因素

本文从各类期刊、会议报告上系统整理了 2010—2020 年期间 NIF 用于惯性约束聚变间接驱动实验的发次.图 1 为 2010—2020 年期间 NIF 各阶段的实验方案及年度发次数,其中柱状图为各方案的年度实验发次数,折线图为年度总发次数,图中以不同颜色代表不同的实验方案.

为了使热斑能更接近聚变点火劳森判据条件^[14],国家点火计划(National Ignition Campaign, NIC)首先设计了几类试运行实验思路^[15–19];接着 NIF 团队在尽可能低的激光输入能量条件下,进行了理想绝热情况下的低熵增低足(low foot, LF)实验^[20];此后为了克服 LF 实验内爆过程中伴随的严重的流体不稳定性,NIF 团队采用新型脉冲整形方案,开展了降低绝热、提高熵增的高足(high foot, HF)实验^[21],并着眼烧蚀材质,进行了高密度碳替代 CH 烧蚀层的 HDC 实验(high-density carbon, HDC);之后为了进一步提高熵增,NIF 团队开始大足(big foot, BF)实验^[22];最近,NIF 团队重新考虑腔靶能量效率,提出了从腔靶比(case to capsule ratio, CCR)入手的高产额大半径内爆(high yield big radius implosion design, HYBRID)实验^[6,23,24],并突破仅

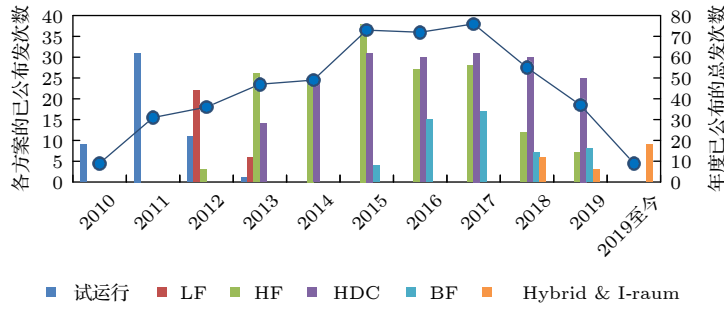


图 1 NIF 各方案已公布的各方案年度发次数与年度总发次数

Fig. 1. The numbers of NIF shots in various designs and the numbers of annual total shots.

从腔靶比角度提高腔靶效率的设计思路, 解决了由于外环光撞击黑腔内壁而产生的金等离子体泡沫问题以及内环光后期传播过程中的吸收效应问题, 完成了“T”形腔 I-raum 实验 [25].

激光聚变实验一般以聚变反应中子产额来衡量点火实验的优劣. 氘氚聚变反应所释放 14.1 MeV 中子的平均自由程 (约 500 μm) 远大于 NIF 点火实验中的热斑半径, 因此聚变反应产生的中子大多从热斑中射出. 实验时可利用中子闪烁体探测器测量得到的中子产额推算出聚变反应能量产额 [17]. 而聚变反应的另一产物 α 粒子则同少量剩余中子沉积在热斑中用以维持热斑氘氚燃料 (DT 燃料) 的自加热. NIF 团队根据点火数据库, 多次总结了中子产额的经验公式, 如:

2018 年 Callahan 等 [17] 发表的 $Y \sim p_{\text{if}}^{4/5} \frac{v_{\text{imp}}^{7.7}}{\alpha_{\text{if}}^{1.8}} S^{4.5}$;

2019 年 Hopkins 等 [26] 发表的 $Y \propto p_{\text{abl}}^{4/5} \frac{v_{\text{imp}}^{7.7}}{\alpha^{1.8}} S^{4.4}$;

2019 年 Zylstra 等 [27] 发表的 $Y \propto \frac{v_{\text{imp}}^{23/3}}{\alpha^{12/5}} S^{14/3}$;

Hohenberger 等 [28] 发表的 $Y_{\text{noHe}^{2+}}^{\text{ID}} \propto p_{\text{abl}}^{0.8} \frac{v_{\text{imp}}^{7.7}}{\alpha^{1.8}} S^{4.4}$;

2020 年 Kritcher 等 [29] 发表的 $Y \propto p_{\text{if}}^{0.64} \frac{v_{\text{imp}}^{4.5}}{\alpha^{1.4}} S^{4.7}$;

2021 年发表的 $Y \propto p_{\text{if}}^{0.64} \frac{v_{\text{imp}}^{4.5}}{\alpha^{1.4}} S^{4.7} (1 - \text{RKE})^{3.8} \eta$

(针对 Hybrid 方案 [30]);

2022 年 $Y = p_{\text{abl}}^{16/25} \times \left(\frac{v_{\text{imp}}^{67/15}}{\alpha^{36/25}} \right) S^{4.7} (1 - \text{RKE})^{23/7} \eta$

(Kritcher 等 [31] 更新的).

最后两个公式包含了靶丸剩余动能 (residual kinetic energy, RKE) 与反应燃料纯净度的 η ($\eta = 1 - \text{MF}$, 其中, MF 为燃料杂质混合比), 这两个变量在过去

11 年公布的实验数据中极少出现, 难以用于还原数据. 上述公式反映了影响中子产额 Y 的 4 个最重要因素: 靶丸烧蚀压 (capsule ablation pressure, p_{abl}) 熵增因子 (adiabat, α)、内爆速度 (implosion velocity, v_{imp}) 和空间尺度因子 (spatial scale factor, S).

但是在目前已公布的 NIF 实验数据中, 无法获得空间尺度因子的直接数据和烧蚀压的测量值. 尽管烧蚀压无法通过测量获得, 但是可以通过对烧蚀速率、烧蚀深度等可测物理量的推算得到. Hurricane 等 [32] 给出了烧蚀压关于热斑压强、熵增因子、内爆速度的经验公式:

$$p_{\text{abl}} \sim \varepsilon^{-6.25} \frac{\alpha^{2.25} p_{\text{hs}}^{2.5}}{v_{\text{imp}}^{7.5}}, \quad (1)$$

其中 ε 是与压缩不对称性相关的效率因子. Hurricane 定义的空间尺度因子是归一化到 1000 μm 的烧蚀层内表面半径, 可以由公开的烧蚀层内径数据推算得到 [32].

本文对中子产额 Y 、热斑压强 p_{hs} 、熵增因子 α 、内爆速度 v_{imp} 和烧蚀层内径 IR 这 5 个变量进行数据还原. 在整理获得的 213 组点火实验数据中, 上述 Y , p_{hs} , α , v_{imp} , IR 变量全部缺失的数据达 112 组, 另有 10 组数据的中子产额极低并且只有一个已知变量. 本文主要考虑剩余的 91 组数据关于这 5 个变量缺失值的还原, 其中包括 21 组完整数据, 它们也是数据还原研究的主要依据. 213 组数据的变量缺失情况如表 1 所示.

表 1 213 组数据的变量缺失情况与还原需求

Table 1. Missing data classification and imputation needs.

数据情况	完整数据组	可还原数据组				未还原数据组
缺失变量/个	0	1	2	3	4	4或5
数据/组	21	19	14	33	4	122

2.2 数据还原的依据

NIF 团队发表了多个中子产额规律, 基于 Hopkins 等 [26] 和 Hohenberger 等 [28] 提到的经验公式:

$$Y \propto \frac{p_{\text{abl}}^{0.8} v_{\text{imp}}^{7.7} S^{4.4}}{\alpha^{1.8}}, \quad (2)$$

以及在其发表之前的 17 组完整数据, 拟合得到:

$$Y \sim 6.26 * 10^5 * p_{\text{hs}}^2 v_{\text{imp}}^{1.7} S^{4.4}, \quad (3)$$

上式不包含熵增因子 α . 进一步, 结合 (1) 式可拟合得到中子产额 Y 关于 p_{abl} , α , v_{imp} , S 的经验公式:

$$Y \sim 10^{12.32} \frac{p_{\text{abl}}^{1.30} v_{\text{imp}}^{7.21}}{\alpha^{1.02}} S^{6.91}. \quad (4)$$

本文主要利用 (4) 式进行数据还原, 同时利用 Hurricane 提出的经验公式:

$$T_{\text{hs}} \propto v_{\text{imp}}^{4/3}, \quad (5)$$

和

$$P_{\text{hs}} \propto \varepsilon^{5/2} \frac{v_{\text{imp}}^5}{\alpha^{3/2}}, \quad (6)$$

对缺失值进行预估计, 其中 T_{hs} 为热斑温度 [32].

2.3 数据还原方法

本文主要利用预测平均匹配方法 (PMM 方法) 和信赖域方法对缺失数据进行还原.

PMM 方法是一种基于随机的缺失数据还原方法. 它通常使用 Rubin 和 Little 提出的度量方法衡量数据间的距离 [33,34]. 在进行数据还原时, PMM 方法首先为每个缺失数据选取几个距离最近的完整数据; 然后随机选取其中的一个作为相应缺失数据的还原值. PMM 方法能够很好地处理数据分量之间的关系, 例如年份这种离散变量也可以被很好的利用 [35].

信赖域方法是求解非线性最优化问题的一类重要数值方法. 每次迭代在一个以当前迭代点为中心的可信赖的区域内试图找到一个好的点, 或寻找一个试探步. 试探步通常是某个子问题在该区域上的解. 可以利用价值函数来判断它的好坏. 如果试探步较好, 则接受它, 并扩大信赖域半径或保持其不变, 否则拒绝试探步并缩小信赖域半径 [36].

观察待还原的 91 组 NIF 实验数据, 可以发现, 在 p_{abl} , α , v_{imp} 和 S 这 4 个自变量中, α 的方差最小, 对 Y 的影响也最小, 并且同一年实验的已知的

α 数据相近. 根据 α 的特点, 本文首先利用 PMM 方法对缺失 α 进行还原, 然后利用信赖域方法对其他缺失变量进行还原.

数据还原方法的具体框架如下: 首先利用 PMM 方法还原 α , 得到所有缺失 α 的还原值. 对于除 α 外只缺失一个变量的数据组, 直接利用 (4) 式进行还原. 对于除 α 外缺失多于一个变量的数据组, 首先利用 (3), (5) 或 (6) 式给出缺失变量的估计; 然后利用 (4) 式构造关于缺失变量的非线性最小二乘问题, 其中缺失变量的相对误差不大于 20%; 最后运用信赖域方法求解该约束非线性最小二乘问题, 得到缺失变量的还原值. 在数值实验中, 为加快算法收敛, 可选取由 PMM 方法给出的缺失变量的估计值作为信赖域方法的初始迭代点.

3 对还原数据的可靠性分析

对于由上述 PMM 方法和信赖域方法得到的还原数据, 需要判断其是否可靠. 本文根据收集到的所有 NIF 实验数据信息, 给出了还原数据的可靠性判断依据. 对于不可靠的还原数据重新推算, 并且对新的还原数据再次回归分析, 重复这个过程, 直到所有的还原数据都可靠为止.

3.1 还原数据的可靠性判断依据

注意到同类型方案的实验中的各研究参量值存在设计共性, 测量值的分布也有一定规律, 基于 213 组已知数据, 本文指出了下述可靠性判断依据. 熵增因子 α 的还原值不大于目前已知最大值 4; 根据文献中内爆速度的图像, 考虑到早期压破燃料层的靶, 内爆速度的还原值应满足 $0 \leq v_{\text{imp}} \leq 440 \text{ km/s}$ [37]. 类似地, 根据文献 [4] 中热斑压强的图像, 热斑压强还原值应满足 $30 \leq p_{\text{hs}} \leq 400 \text{ Gbar}$ [4]; 空间尺度因子 S 在 BF 方案中出现最小值 0.841, Hybrid-E 方案中出现最大值 1.1, 考虑到制作工艺带来的误差, 其还原值应满足 $0.8 \leq S \leq 1.15$. 此外, 对于实验设计之初, 通过预模拟确定的变量 α 和靶丸设计直接确定的 S , 要求 α 在 NIC 和 LF 实验中的还原值不大于 2, 在 HF, HDC 和 BF 实验中的还原值分别不小于 1.9, 2.2 和 3, 在 Hybrid 实验中的还原值不小于 1.5 且不大于 3.2 [37].

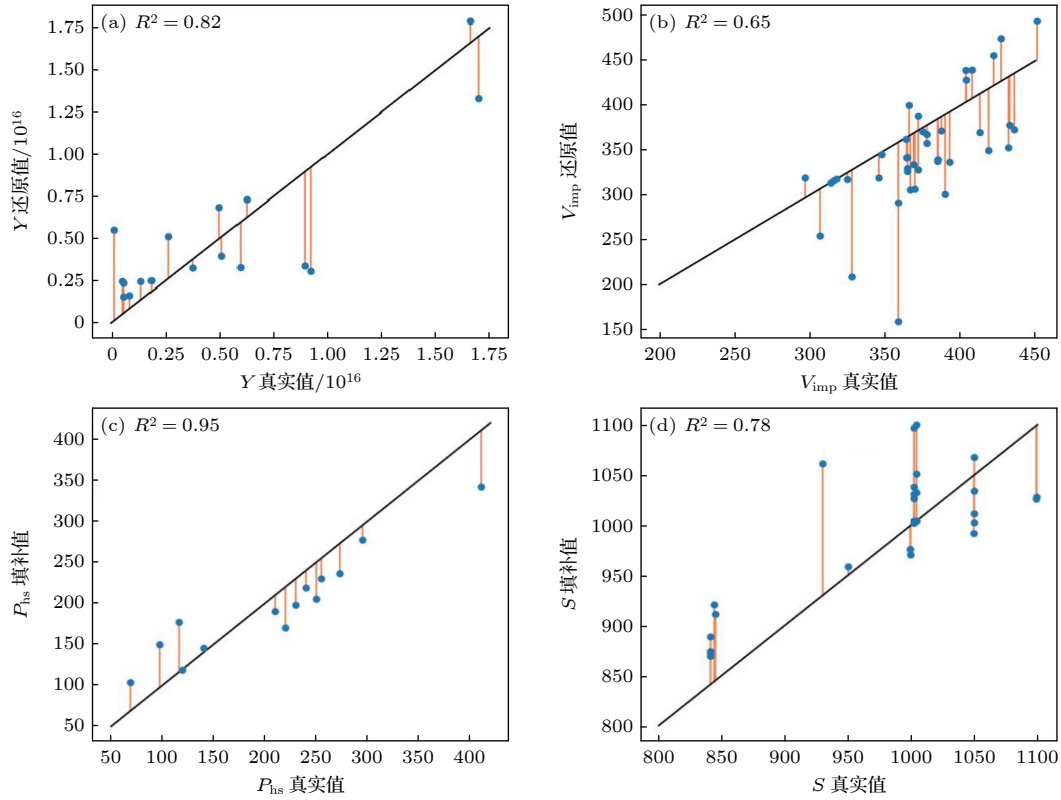


图 2 4组变量的交叉验证结果 (a) 中子产额; (b) 内爆速度; (c) 热斑压强; (d) 靶丸规模

Fig. 2. Cross-validation results of 4 groups of variables: (a) Fusion yield; (b) implosion velocity; (c) hot-spot pressure; (d) spatial scale factor.

对还原后的 91 组 NIF 数据重新回归, 结合 (1) 式中热斑压强和烧蚀压的关系, 可得:

$$Y_{\text{restore}} \propto P_{\text{abl}}^{1.38} \frac{v_{\text{imp}}^{5.92}}{\alpha^{1.65}} S^{6.98}. \quad (7)$$

相对于 (2) 式, (7) 式中中子产额更依赖于烧蚀压和空间尺度因子, 不再严重依赖聚爆速度, α 的幂指数基本一致. 这是由于还原数据中包含了 (2) 式发表后大量 Hybrid 和 I-raum 阶段的实验, 这类实验使用较大尺度的靶丸, 以更低速的内爆达到更高的热斑压强和中子产额, 因而上述回归结果与 2018 年 NIF 团队关于全部实验数据的回归结果有细微差别.

3.2 交叉验证

为判断前述数据还原方法是否可靠, 本文对缺失至少一个变量值的 70 组 NIF 实验数据进行了交叉验证, 即将每组数据中的原缺失变量变为已知变量, 原已知变量变为缺失变量, 利用 PMM 方法和信赖域方法进行数据还原, 并将交叉验证的结果与原始数据进行比对. 对于熵增因子, 实验性质决定了其所在区间, 因此可直接使用物理途径来验证

其还原值是否可靠. 其他 4 个变量的交叉验证结果如图 2 所示, 它们展示了交叉验证中还原值与原始值的关系. 中子产额、热斑压强、空间尺度因子的相关系数分别为 0.82, 0.95, 0.78, 表明还原结果基本可靠. 内爆速度的相关系数仅为 0.65, 这是因为 80 组数据中缺失内爆速度及其他至少一个变量的数据高达 44 组, 其中 3 组数据严重偏离原始数据, 从而导致其相关系数低于其他 3 个变量. 但是此时聚爆速度还原值的相对误差仅为 10.7%, 因此也可认为其基本可靠.

4 利用还原数据分析 NIF 不同阶段的实验设计思路

本文考虑的 91 组 NIF 实验数据来源于 24 发次 NIC 试运行和 LF 实验、32 发次 HF 实验、20 发次 HDC 和 BF 实验、以及 15 发次 Hybrid 和 I-raum 实验. 对它们进行数据还原, 再分阶段回归, 可以得到每个阶段中子产额的经验公式, 这有助于理解 NIF 实验在不同阶段遇到的不同问题, 以及 NIF 团队为解决相关问题而设计的下一阶段实验方案.

对于激光能量分毫必争的间接驱动点火实验来说, 能量效率极为重要. 燃料吸收能量可以分为两个历程:

$$E_{\text{fuel}} = \eta_{\text{hydro}} E_{\text{cap}} = \eta_{\text{hohlraum}} \eta_{\text{hydro}} E_{\text{laser}},$$

其中 E_{fuel} , E_{cap} 和 E_{laser} 分别为燃料能量、靶丸吸收的能量和激光脉冲能量, η_{hydro} 和 η_{hohlraum} 分别为靶丸到热斑的能量效率和进入黑腔的激光能量到热斑的能量效率. 为便于描述, 本文将 NIF 各阶段实验设计思路再分解为腔-靶效率和靶-热斑效率两阶段.

24 组 NIC 试运行和 LF 实验还原数据的回归公式为

$$Y_{\text{total}} \propto \alpha_{\text{if}}^{1.05} p_{\text{abl}}^{0.85} v_{\text{imp}}^{4.3} S^{4.5}. \quad (8)$$

为了追求低输入能量, 惯性约束聚变要求压缩过程尽可能绝热, 使熵增尽可能低, 但是 (8) 式中熵增因子的指数为 1.05, 看似违反一维热力学的实验结果. 事实上, 实验中观测到了极严重的 Rayleigh-Taylor 不稳定性 (RT 不稳定性) 和 Richtmyer-Meshkov 不稳定性 (RM 不稳定性), 低熵聚爆由于驱动时间 (约 20 ns) 和滑行时间过长, 更容易受到这些不稳定性的影响, 使得实验表现低于一维的预期结果 [38]. 因此 NIF 团队提高了熵增因子, 设计高足聚爆, 减少脉冲宽度至约 14 ns, 通过提高早期辐射温度和飞行形状因子 (IFAR) 来降低不稳定性的影响, 使得测量性能更接近预期, 即使可能需要更多的能量来实现点火所需的燃料密度. (8) 式中熵增因子的幂指数高达 1.05, 表明此阶段低熵增理论上的高效率受到不稳定性等高维因素的影响而不再正确.

32 组 HF 实验还原数据的回归公式为

$$Y_{\text{total}} \propto \alpha_{\text{if}}^{0.74} p_{\text{abl}}^{0.43} v_{\text{imp}}^{5.5} S^{3.7}. \quad (9)$$

在经历系列小幅提高熵增因子的实验后, 中子产额不再严重正相关于熵增因子, 因而提高绝热因子的设计理念不再迫切. 注意到空间尺度因子对中子产额的影响从 4.5 次幂降低至 3.7 次幂, 而内爆速度对中子产额的影响从 4.3 次幂提升至 5.5 次幂. NIF 团队因此决定牺牲一部分空间尺度因子和腔-靶能量效率, 通过轻量化靶丸 (内径从 900 μm 降至约 840 μm 的水平) 来追求同样激光能量下的更高内爆速度, 此举不但可以抑制不稳定性, 提高可预测性, 而且可能在高熵增的条件下实现更高聚变产额.

20 组 HDC 和 BF 实验还原数据的回归公式为

$$Y_{\text{total}} \propto \frac{p_{\text{abl}}^{0.7} v_{\text{imp}}^{1.1} S^{4.6}}{\alpha_{\text{if}}^{2.6}}. \quad (10)$$

此阶段激光进一步整形至脉宽约 7 ns, 熵增因子增至 4 且幂指数降低至负数, 与一维的热力学能量利用效率理论一致, 实验结果对内爆速度的依赖非常敏感. 但是 2017 年之前的 HDC, BF 实验数据的回归公式为 $Y_{\text{total}} \propto \alpha_{\text{if}}^{0.67} p_{\text{if}}^{0.85} v_{\text{imp}}^{5.46} S^{5.26}$, 相应的实验对内爆速度的依赖没有后期强. 这是因为当内爆速度增至 420 km/s 时, 中子产额不再明显上升, 即速度悬崖导致性能降低. 这阶段 NIF 团队进行了多方面尝试以突破速度悬崖, 包括从对称性的角度不断优化夹持膜的设计、做细填充管、降低黑腔内气体密度等, 但是在改动腔靶比之前都没有成功. 速度悬崖的出现意味着不能再依靠内爆速度的提高来提高靶-热斑效率.

15 组 Hybrid 和 I-raum 实验还原数据的回归公式为

$$Y_{\text{total}} \propto \frac{p_{\text{abl}}^{1.3} v_{\text{imp}}^{9.1} S^6}{\alpha_{\text{if}}^{1.4}}. \quad (11)$$

此阶段因为不稳定性已经被充分抑制, 靶-热斑效率问题得到了解决, 熵增因子保持在约 3 的水平, 其幂指数也稳定在符合热力学理论的 -1.4 的水平. 同时, 烧蚀压和靶规模的大幅度提升表明腔-靶能量耦合效率是该阶段的重点课题. 为此 Hybrid-E 实验在 Hybrid-B 实验的基础上采用了大靶丸和更小的黑腔, 同时引入了 I 型腔设计 (通过在外锥碰撞金壁的位置设置凹槽, 使打出的金等离子体径向向外流动, 减少对内环光的吸收), 在提高腔-靶能量效率的同时, 改善了辐照对称性.

图 3 展示了内爆速度、热斑压强和中子产额的还原数据在 4 个阶段的变化过程. 图 3(a) 中的实心方形散点为早期 NIC 和 LF 实验数据, 该阶段热斑压强和内爆速度严格正相关, 且中子产额的增长依赖于热斑压强和内爆速度的提高; 图 3(b) 中新增的实心三角形散点为 HF 设计数据, 该阶段热斑压强和中子产额都大幅度提高, 但最优发次的聚变产额并未明显提高; 图 3(c) 中新增的实心圆形散点为 HDC 和 BF 设计数据, 该阶段内爆速度提高至 400 km/s 以上, 但中子产额除标注的 3 个发次外没有明显提升, 标志着速度悬崖问题的出现; 图 3(d) 中新增的实心五角星散点为 Hybrid 实验数据, 在低速聚爆情形下热斑压强多次达到较高值, 中子产额也得到提高, 标志着内爆速度对中子产额

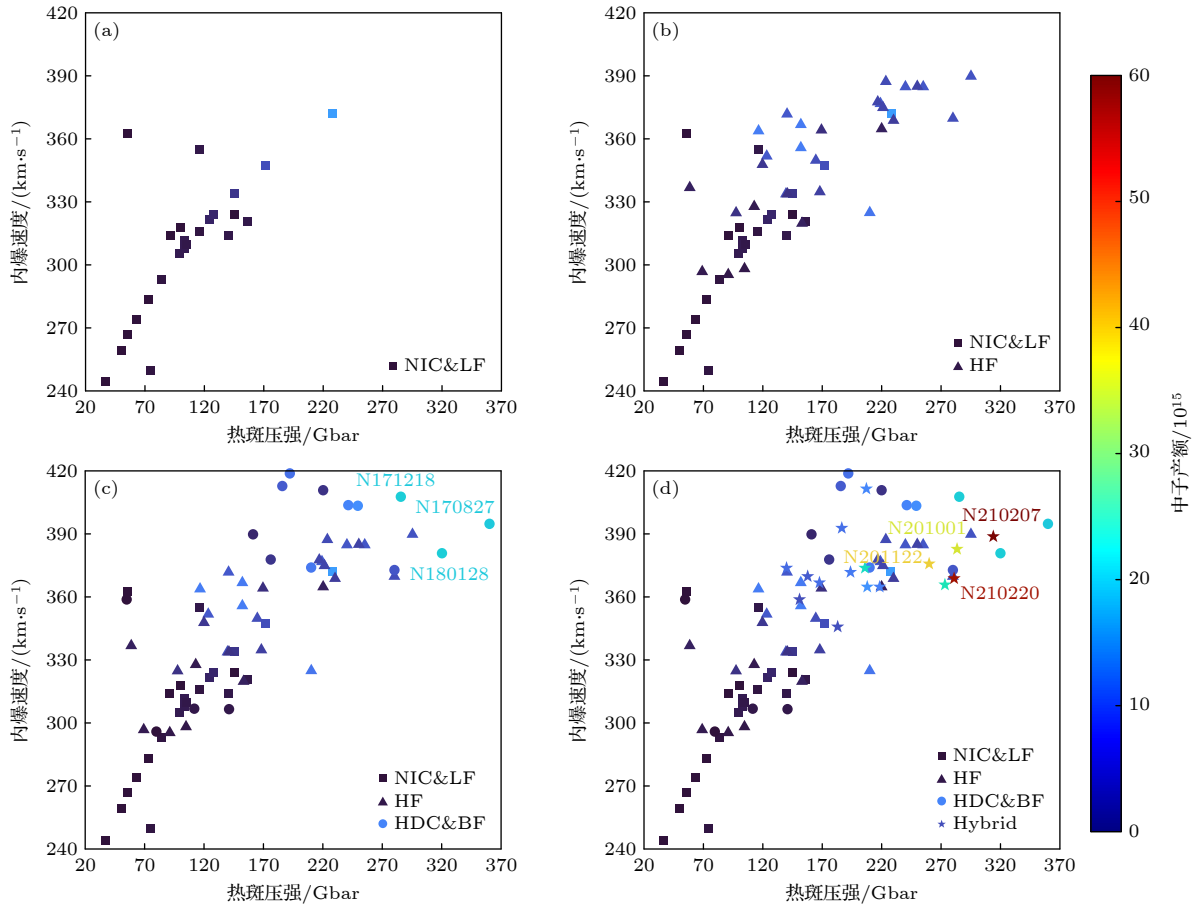


图3 NIF间接点火4个阶段中子产额、内爆速度、热斑压强的变化过程 (a) NIC和LF实验阶段; (b) 新增HF实验阶段数据; (c) 新增HDC, BF实验阶段数据; (d) 新增Hybrid实验阶段数据

Fig. 3. NIF indirect drive implosion data are plotted in the space of the implosion velocity, the hot-spot pressure, and fusion yield. The various designs are added to subgraph the in turn: (a) The low-foot/NIC implosions; (b) the high-foot implosions; (c) the high-density-carbon designs and the Bigfoot designs; (d) the high yield big radius implosion designs.

的影响不再占据主导地位. 正如2020年以前发表的中子产额公式所反映的, 从NIC到BF阶段, 随着热斑压强和内爆速度的提高, 中子产额得到提升, 但中子产额最高的几发Hybrid和I-raum实验的热斑压强和内爆速度没有在BF实验的基础上进一步提高, 且Hybrid熵增因子在1.5—3.2间波动, 空间尺度因子也与早期LF实验的数据相当. 这表明之前发表的四变量中子产额公式不再能够充分解释在提高脉冲调控技术和制靶技术并改良辐射腔之后的Hybrid实验数据. 最近, LLNL发表了针对Hybrid实验的经验公式 $Y = p_{abl}^{16/25} \times \left(\frac{v_{imp}^{67/15}}{\alpha^{36/25}} \right) S^{4.7} (1 - RKE)^{23/7} \eta$, 将剩余动能比例RKE和热斑-烧蚀物混合比例 η 列为现阶段决定中子产额的重要实验参量. 如果LINL能够在未来公布包含这两个变量的Hybrid实验数据, 也可利用本文提出的数据还原方法还原最新的NIF实验数据.

大量的文献提到, 热斑压强是仅次于中子产额(能量产额)最能反映点火实验质量的聚变物理量. 本文利用还原数据对热斑压强进行了多种监督学习预测. 91组还原数据被随机拆分为80%的训练集和20%的测试集两个部分. 基于2010—2017年和2010—2020年数据的预测结果分别如图4(a)和(b)所示. 由图4(b)可知, 当内爆速度大于250 km/s时, 各监督学习的预测结果相对一致, 但是当内爆速度小于250 km/s时, 各监督学习的预测结果出现发散. 两组预测结果的分歧主要表现在内爆速度大于380 km/s时热斑压强的变化方面. 当内爆速度大于380 km/s时, 各监督学习基于2010—2017年数据的预测结果呈下降趋势, 即出现了速度悬崖. 这是因为2017年以前的ICF聚爆主要通过提高熵增、轻量化靶丸、缩短加速和滑行时间等方式抑制RT不稳定性增长, 提高聚变性能, 因此当内爆速度提高至400 km/s以上时, 烧蚀质量剩余不足

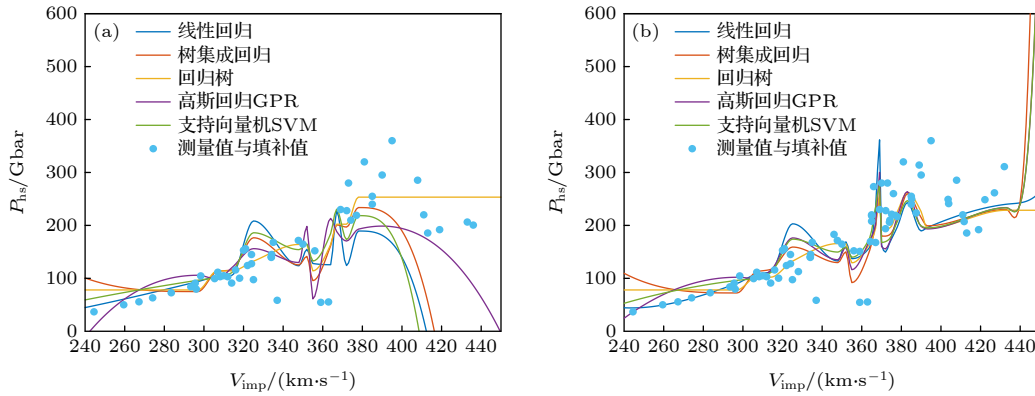


图 4 使用机器学习方法预测热斑压强 (a) 基于 2010—2017 数据的预测结果; (b) 基于 2010—2021 数据的预测结果

Fig. 4. Prediction of hot-spot pressure using machine learning methods: (a) Prediction based on data from 2010 to 2017; (b) prediction based on data from 2010 to 2021.

5%, 难以抑制后期燃料和烧蚀层的混合, 从而引起了速度的性能悬崖问题.

2018 年后, NIF 实验设计的重点转移到黑腔-靶效率与驱动不对称性上. 一方面, Hybrid-E 实验重新启用了 1100 μm 的靶胶囊, 不仅大幅提高了腔靶效率, 也确保烧蚀质量剩余超过 5%; 另外, 脉冲调制技术和制靶技术的大幅精进, 也从根本上解决了相同脉冲能量下的驱动不对称性问题和高速聚爆导致的热斑-烧蚀层混合问题. 从图 4(b) 可以看到: 一方面, 当内爆速度约等于 370 km/s 时, 热斑压强达到极大, 因此在目前的设计和实验设备水平下, Hybrid 和 I-raum 方案的热斑压强在内爆速度小于 400 km/s 时尚有一定的上升空间, 表明了 N210808 发次中子产额达到 1.3 MJ 的可能性; 另一方面, 当内爆速度大于 400 km/s 时, 热斑压强预测值保持增长趋势, 意味着速度悬崖可能被跨越.

5 结论与展望

本文利用 PMM 算法和信赖域算法, 并结合 NIF 团队总结的中子产额经验公式, 对 91 组用于

ICF 研究的 NIF 实验缺失数据进行了关于中子产额、内爆速度、烧蚀压、绝热因子和空间尺度因子这五个聚变物理量的数据还原, 交叉验证表明还原结果可靠. 本文还基于这些还原数据, 分析了不同实验阶段 NIF 研究团队针对实验中的困难所提出的解决方案, 并利用机器学习方法预测了热斑压强等反映聚变实验质量的重要参量. 这种数据还原方法可为我国的惯性聚变实验提供 NIF 更完整的实验数据与设计经验.

本研究承蒙袁亚湘院士的大力支持, 谨致谢意!

附录 A

表 A1 为原始数据及还原结果, 表中发次类别精确到该实验发次可考证最精确程度. 其中, 发次类别 Commissioning, Velocity, Shape, Shocking time 属于 NIC^[39,40] 系列实验; LF, I-raum 实验仅精确到大类, HF, HDC, BF 实验发次由于有相关统计报告, 因此发次类别描述在燃料、烧蚀材质、靶丸规模上更加详尽^[41], 部分 Hybrid 实验精确到发次类别 Hybrid-B, Hybrid-E.

表 A1 原始数据及还原结果 (其中上标*的数据为还原所得数据)

Table A1. Restoring the original data(the data marked with * is the data obtained from the restoration).

发次号	发次类别	α	$P_{\text{hs}}/\text{Gbar}$	$v_{\text{imp}}/(\text{km}\cdot\text{s}^{-1})$	S	$Y_{\text{total}}(10^{15})$	年份	填补数据量
N110914	Velocity	1.6	116	355	1.002	0.58	2011	0
N111215	Shape	1.6	103	312	1.022	0.85	2011	0
N120205	LF	2.7	105	310	1.004	0.593	2011	0
N120321	LF	1.6	156	321	0.918	0.536	2012	0
N120405	LF	1.4	145	324	1.137	0.14	2012	0
N130927	DTHF3 shock	2.7	140	334	1.060	5.1	2012	0
N131119	DTHF	2.2	123	352	1.053	5.98	2013	0

表 A1 (续) 原始数据及还原结果 (其中上标*的数据为还原所得数据)

Table A1 (continued). Restoring the original data(the data marked with * is the data obtained from the restoration).

发次号	发次类别	α	$P_{\text{is}}/\text{Gbar}$	$v_{\text{imp}}/(\text{km}\cdot\text{s}^{-1})$	S	$Y_{\text{total}}(10^{15})$	年份	填补数据量
N140120	DTHF-CH	2.5	152	356	0.938	9.25	2013	0
N140520	DTHF-HGF-CH	2.4	152	367	0.948	8.98	2014	0
N141123	DTHFAS	1.6	153	320	0.926	1.37	2014	0
N150115	DTHFAS	2.3	168	335	0.931	3.77	2014	0
N150121	DTHF CH	2.2	219	377	0.948	6.26	2015	0
N161030	DTHDCS8BF	4.0	161	390	0.844	1.87	2015	0
N170109	DTHDCS8BF	4.0	220	411	0.844	2.63	2016	0
N170601	HDC	2.4	320	381	0.910	17	2017	0
N170827	DTHDCS9	2.3	360	395	0.910	16.6	2017	0
N191117	672S9HF	2.7	280	370	0.841	4.99	2017	0
N201001	Hybrid-E	3.0	284	383	1.050	34.9	2020	0
N201122	I-raum	3.2	260	376	1.000	37.7	2020	0
N210207	Hybrid-E	3.0	314	389	1.050	60.7	2021	0
N210220	I-raum	3.1	281	369	1.000	57	2021	0
N130501	DTHF	2.0	69	297	1.002*	0.767	2019	1
N130710	DTHF	2.1*	59	337	1.002	1.2	2013	1
N130812	DTHF	2.7	98	325	1.002*	2.785	2013	1
N140225	DTHF	2.2*	141	334	0.938	2.8	2013	1
N140304	DTHF	2.7	116	364	1.103*	9.28	2013	1
N140707	DTHF	2.3*	165	350	0.938	5	2014	1
N140819	DTHF	2.7	295	390	0.805*	5.47	2014	1
N150416	DTHFAS	2.3	210	325*	0.930	8.46	2014	1
N171022	DTHDCS8BF	2.2	280	373	0.867*	5.85	2014	1
N171210	DT672S9HF	2.2	230	369	0.886*	3.68	2015	1
N180128	DTHDCS9BF	3.9	311	432	0.839*	19	2017	1
N180204	DT672S9HF	2.2	250	385	0.880*	4.12	2017	1
N190415	DT672S9HF	2.2	221*	375	0.841	4.37	2018	1
N190422	DT672S9HF	2.7	169*	364	0.841	2.44	2018	1
N190527	DT672S9HF	2.5	224*	388	0.841	4.72	2019	1
N190602	DT672S9HF	2.5	217*	378	0.841	4.25	2019	1
N190918	Hybrid-E	2.7*	140	374	1.100	7.5	2019	1
N191007	Hybrid-E	2.8*	206	374	1.100	18.8	2019	1
N191110	Hybrid(HDC)-E	2.3	273	366	1.028	20	2019	1
N131219	DTHF	2.5*	120	348	1.117*	3.2	2021	2
N140311	DTHF	2.8*	140	372	1.128*	6.06	2014	2
N160418	DTHDCS8	2.6*	176*	378	0.845	2.86	2013	2
N170328	DT672S9HF	2.6*	240	385	0.897*	5.83	2014	2
N170524	DTHDCS9BF	3.1*	186*	413	0.950	6.2	2016	2
N170813	DT672S9HF	2.6*	255	385	0.875*	5.72	2017	2
N180429	Hybrid-B	2.5*	218*	365	0.999	9.5	2017	2
N180618	DTBe672S8HF	2.3*	220	365	0.776*	1.4	2017	2
N180708	Hybrid-B	2.3*	183*	346	1.000	5.2	2018	2
N181007	Hybrid-B	2.6*	194*	372	1.050	9.1	2021	2

表 A1 (续) 原始数据及还原结果 (其中上标*的数据为还原所得数据)

Table A1 (continued). Restoring the original data(the data marked with * is the data obtained from the restoration).

发次号	发次类别	α	$P_{\text{hs}}/\text{Gbar}$	$v_{\text{imp}}/(\text{km}\cdot\text{s}^{-1})$	S	$Y_{\text{total}}(10^{15})$	年份	填补数据量
N181203	Hybrid-B	2.8*	186*	393	1.050	8.1	2018	2
N181209	Hybrid-B	2.6*	158*	370	1.099	6.3	2018	2
N190203	Hybrid-B	2.2 *	151*	359	1.050	4.4	2018	2
N190318	Hybrid-B	2.5*	168*	367	1.099	7.8	2018	2
N110121	Commsissioning	1.0*	55*	363*	0.021	0.02	2018	3
N110201	Commsissioning	2.4*	145*	334*	1.004	0.11	2019	3
N110212	Commsissioning	1.2*	37*	244*	1.004	0.13	2019	3
N110603	Shock timing	1.2*	50*	260*	1.004	0.065	2011	3
N110608	Shock timing	1.8*	84*	293*	1.004	0.19	2011	3
N110615	Shock timing	2.0*	103*	308*	1.004	0.43	2011	3
N110620	Shock timing	2.4*	228*	372*	1.004	0.42	2011	3
N110804	Velocity	1.3*	56*	267*	1.002	0.0048	2011	3
N110826	Velocity	1.6*	73*	284*	1.002	0.17	2011	3
N110904	Velocity	2.2*	124*	322*	1.002	0.46	2011	3
N110908	Velocity	2.2*	128*	324*	1.002	0.59	2011	3
N111029	Shape	1.5*	63*	274*	1.002	0.009	2011	3
N111103	Shape	2.0*	99*	305*	1.002	0.23	2011	3
N111112	Shape	2.5*	172*	348*	1.002	0.6	2011	3
N120311	LF	1.8*	100*	318	0.827*	0.159	2011	3
N120316	LF	1.8*	116*	316	0.838*	0.275	2011	3
N120417	LF	1.8*	140*	314	0.847*	0.532	2011	3
N120626	LF	1.8*	91*	314	0.829*	0.118	2011	3
N160207	DTHDCS8BF	1.3*	80*	296	0.844	0.18	2012	3
N160411	DTHDCS8	1.9*	141*	307	0.845	0.62*	2012	3
N170702	SymcapHDCS9	2.6*	55*	359	0.801*	0.2	2012	3
N171015	DTHDCS9BF	3.2*	192*	419	0.953*	8.1	2012	3
N171029	DTHDCS9BF	3.4*	201*	436	0.969*	10	2016	3
N171112	SymcapDTHDCS8BF	1.8*	112*	307	0.902*	0.7	2016	3
N171119	DTHDCS9BF	3.4*	206*	433	0.977*	11	2017	3
N171218	DTHDCS9	2.9*	285*	408	0.987	17	2017	3
N180121	DTBe672S8HF	2.1*	113*	328	0.818	0.8	2017	3
N180218	DTHDCS9	3.1*	249*	422	0.990	11.79	2017	3
N180226	DTHDCS9BF	2.9*	241*	404	0.979	10	2017	3
N180909	DT672S9HF	3.2*	262*	427	1.002	14	2017	3
N180930	DT672S9HF	3.5*	259*	451	1.004*	15	2018	3
N181104	Hybrid	2.6*	207*	412*	1.050	10.1	2018	3
N190721	DTHDCS8BF	2.9*	249*	404	0.988*	11	2018	3
N121125	SymcapLF	1.4*	74*	250*	0.954*	0.25	2018	4
N130530	DTHF	2*	105*	298*	1.007*	0.65	2018	4
N130802	DTHF	1.8*	91*	296*	0.984*	0.53	2018	4
N170821	DTHDCS9	2.8*	210*	374*	1.009*	8.7	2019	4

参考文献

- [1] Zylstra A B, Kritcher A L, Callahan D A, Ralph J E, Some basic principles of ICF and some recent burning plasma results, 2021 LLNL-PRES-825381
- [2] Kritcher A L, Initial results from the HYBRID-E DT experiment N210808 with >1.3 MJ yield, 2021 LLNL-PRES-826367
- [3] Ross J S, Ralph J E, Zylstra A B, Kritcher A L, Robey H F 2021 arXiv: 2111.04640 [physics. plasma-ph]
- [4] Zylstra A B, Hurricane O A, Callahan D A, Kritcher A L, Ralph J E 2022 *Nature* **601** 542
- [5] Pape L S, Hopkins L B, Divol L, Pak A, Dewald E L 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 245003
- [6] Kritcher A L, Zylstra A B, Callahan D A, Hurricane O A, Weber C 2021 *Phys. Plasma* **28** 072706
- [7] Hatfield P W, Rose S J, Scott R 2019 *Phys. Plasma* **26** 062706
- [8] Hatfield P W, Rose S J, Scott R 2019 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **60** 1.22
- [9] Gaffney J A, Brandon S T, Humbird K D, Kruse K G, Nora R C, Peterson J L, Spears B K 2019 *Phys. Plasma* **26** 082704
- [10] Humbird K D, Peterson J L, McClarren R G 2018 preprint arXiv: 1812.06055
- [11] Humbird K D, Peterson J L, Salmonson J, Spears B K 2021 *Phys. Plasma* **28** 042709
- [12] Hsu A, Cheng B, Bradley P A 2020 *Phys. Plasma* **27** 012703
- [13] Glenzer S H, Brian K S, Edwards M J, Alger E T, Berger R L 2012 *Plasma Phys. Control. Fusion* **54** 045013
- [14] Regan S P, Epstein R, Hammel B A, Suter L J, Ralph, Scott H 2012 *Phys. Plasma* **19** 056307
- [15] Glenzer S H, Callahan D A, MacKinnon A J, Kline J K, Grim G 2012 *Phys. Plasma* **19** 056318
- [16] Robey H F, McGowan B J, Landen O L, LaFortune K N, Widmayer C 2013 *Phys. Plasma* **20** 052707
- [17] Callahan D A, Hurricane O A, Ralph J E, Thomas C A, Baker K L 2018 *Phys. Plasma* **25** 056305
- [18] Lawson J D 1957 *Proc. Phys. Soc. Sect. B* **70** 6
- [19] Hicks D G, Meezan N B, Dewald E L, Mackinnon A J, Olson R E 2012 *Phys. Plasma* **19** 122702
- [20] Lindl J, Landen O, Edwards J, Moses E 2014 *Phys. Plasma* **21** 020501
- [21] Park H S, Hurricane O A, Callahan D A, Casey D T, Dewald E L 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 055001
- [22] Casey D T, Thomas C A, Baser K L, Spears B K, Hohenberger M 2018 *Phys. Plasma* **25** 056308
- [23] Zylstra A B, Casey D T, Kritcher A, Pickworth L, Bachmann B 2020 *Phys. Plasma* **27** 092709
- [24] Hohenberger M, Casey D T, Kritcher A L, Pak A, Zylstra A B 2020 *Phys. Plasma* **27** 112704
- [25] Robey H F, Hopkins L B, Milovich J L, Meezan N B 2018 *Phys. Plasma* **25** 012711
- [26] Hopkins L B, LePape S, Divol L, Pak A, Edwald E, Ho D D 2019 *Plasma Phys. Control. Fusion* **61** 014023
- [27] Zylstra A B, MacLaren S, Kline S A Yi J, Callahan D, Hurricane O 2019 *Phys. Plasma* **26** 052707
- [28] Hohenberger M, Casey D T, Thomas C A, Landen O L, Baker K L 2019 *Phys. Plasma* **26** 112707
- [29] Kritcher A L, Casey D T, Thomas C A, Zylstra A B, Hohenberger M 2020 *Phys. Plasma* **27** 052710
- [30] Kritcher A L, Zylstra A B, Callahan D A, Hurricane O A, Weber C 2021 *Physics of Plasmas* **28** 072706
- [31] Kritcher A L, Young C V, Robey H F, Weber C R, Zylstra A B 2022 *Nat. Phys.* **18** 251
- [32] Hurricane O A, Callahan D A, Springer P T, Edwards M J, Patel P 2019 *Plasma Phys. Control. Fusion* **61** 014033
- [33] Rubin D B 1986 *J. Bus. Econom. Statist.* **4** 87
- [34] Little R J A 1988 *J. Bus. Econom. Statist.* **6** 287
- [35] Buuren S 2018 *Flexible Imputation of Missing Data Second Edition* (Boca Raton: CRC Press/Taylor & Francis) p77
- [36] Yuan Ya-xiang 2015 *Math. Program.* **151** 249
- [37] Landen O L, Casey D T, DiNicola J M, Doeppner T, Hartouni E P 2020 *High Energy Density Phys.* **36** 100755
- [38] Laser Indirect Drive input to NNSA 2020 Report, 2020 LLNL-TR-810573
- [39] Robey HF, Celliers P M, Kline J L, Mackinnon A J, Boehly T R 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 215004
- [40] Robey H F, Boehly T R, Celliers P M, Eqqert J H, Hicks D 2012 *Phys. Plasma* **19** 042706
- [41] Review of BigFoot Implosion Data at NIF, Baker K L, Casey D T, Hohenberger M, Kritcher A L, Spears B K https://www.lle.rochester.edu/media/publications/presentations/documents/APS19/Thomas_APS19.pdf [2022-02-14]

Analysis of design principles of the experiments on the National Ignition Facility since 2010*

Zhang Qi ¹⁾³⁾ Ma Ji-Rui ²⁾ Fan Jin-Yan ²⁾ Zhang Jie ^{1)3)4)†}

1) (*Key Laboratory for Laser Plasmas (MOE), School of Physics and Astronomy,*

Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China)

2) (*Key laboratory for Scientific Computing (MOE), School of Mathematical Sciences,*

Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China)

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

4) (*Laboratory of Optical Physics, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China*)

(Received 27 January 2022; revised manuscript received 26 February 2022)

Abstract

Since completion of the National Ignition Facility (NIF) in 2010, more than 1030 experiments were carried out to achieve ignition. Though the experiments were unsuccessful in the first 8 years, the NIF has improved the experimental designs and achieved fusion yields from 55kJ, 170kJ to 1.35MJ since 2019, approaching to the ignition milestone. The designs are based on the experimental database, which has been widely used for optimization design, yield prediction, corrected simulation, etc. However, so far the published experimental data is very limited. Also, it is difficult to obtain a completion data matrix for analyzing and understanding the experimental designs of NIF experiments at each stage and to know how the NIF sets strategic priorities for each phase.

In this paper, we proposed an optimization method, which combines the PMM algorithm and trust region algorithm, to restore the missing NIF experimental data. Based on the completed data, the design principles of experiments on the NIF were analyzed, and the hot spot pressure was predicted by machine learning algorithms. The results may be helpful for the designs of laser fusion ignition experiments in China.

Keywords: inertial confinement fusion, indirect ignition, missing data imputation, trust region methods

PACS: 52.57.-z, 95.75.-z, 07.05.Kf, 87.55.kd

DOI: 10.7498/aps.71.20220199

* Project supported by the Priority Research Program of the Chinese Academy of Sciences, China (Grant No. XDA25010100) and the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11971309).

† Corresponding author. E-mail: jzhang@iphy.ac.cn