

CNIC-01609
SWIP-0155

丝阵 Z-pinch 等离子体内爆过程物理特性
**PHYSICAL FEATURES OF THE WIRE-ARRAY
Z-PINCH PLASMAS IMPLODING PROCESS**
(In Chinese)

中国核情报中心
China Nuclear Information Centre

CNIC-01609
SWIP-0155

丝阵 Z-pinch 等离子体 内爆过程物理特性*

高椿明 冯开明

(核工业西南物理研究院, 四川成都, 610041)

摘 要

在研究受控核聚变的过程中, 发现 Z-pinch (Z-箍缩) 等离子体可以产生很强的 X 射线, 这是其它方法难以达到的。对丝阵 Z-pinch 等离子体的内爆过程进行了数值模拟。利用丝阵 Z-pinch 等离子体动力学一维模型, 研制了相关的计算程序, 并对丝阵箍缩匹配关系进行了计算。对丝阵初始半径、电流脉冲宽度和峰值电流的匹配, 丝阵内的最小丝间距, 材料的选择等的最优化问题进行了研究, 对不同情况下的 X 射线发射效率进行了数值计算, 并给出了有关的计算结果。

*本项目由国家自然科学基金资助, 资助号: 19985001

Physial Features of the Wire-array Z-pinch Plasmas Imploding Process

(In Chinese)

GAO Chunming FENG Kaiming
(Southwestern Institute of Physics, Chengdu, 610041)

ABSTRACT

In the process of research on controlled fusion reactors, scientists found that the Z-pinch plasma can produce very strong X-rays, compairing with other X-ray sources. In researching the process of imploding, the snowplow model and Haines model are introduced and proved. About amassing X-rays, several ways of discharging X-rays are carefully analyzed and the relative theories are proved. In doing simulations, the one dimension model is used in writing codes, the match relationships are calculated and the process of imploding is also simulated. Some useful and reasonable results are obtained.

*The project is sponsored by Nuclear Science Foundation of China, No. 19985001.

引言

20 世纪 50 年代中期到 60 年代初期，科学家致力于研究使用磁场的自箍缩效应来实现受控核聚变。这一时期，前苏联和美国相继建造了不同类型的 Z-pinch 装置。但是，由于等离子体不稳定性的大量存在和脉冲功率技术的滞后状态，等离子体的密度和能量很难达到实现聚变点火的劳逊判据。到了 60 年代中后期，Z-pinch 的研究逐渐从受控核聚变的领域消失，只是利用其箍缩过程中伴随产生的强 X 射线，作为模拟核试验辐射效应的一种用途，在少数几个国家得以继续进行。

到了 90 年代，特别是 1995 年以后，由于美国 SNL 国家实验室在丝阵 Z-pinch 装置上取得了突破性进展，人们又燃起了对 Z-pinch 的高度热情。本文在广泛调研国外 Z-pinch 研究成果的基础上，在理论上对有关的模型和数据进行了证明和分析，着重讨论了 Z-pinch 过程中，单丝行为及其物理参数的匹配，对射线的发射情况进行了数值计算，得到了一些有用的结果。

1 单丝内爆

1.1 模型与参数

为了能够很好地描述 Z-pinch 等离子体内爆的物理过程，更好地解释箍缩过程中的一系列现象，在理论上更好地预见实验结果，并为实验提供理论指导，已经发展了很多供数值计算的物理模型。本文从一维的等离子体内爆动力学模型出发，定性地给出整个内爆过程的有关参数。

所考虑的系统为理想的钨丝丝阵 Z-pinch 负载。负载的基本参数为：丝长度为 $L=1$ cm，钨的原子量是 $A=184$ ，钨丝的半径 $a_0=10$ μm ，丝阵半径 $R_0=10$ mm，每根丝的质量为 $m_i=6.06\times 10^{-2}$ mg，丝阵质量为 $m_{\text{总}}=N\times m_i$ 。若总电流的峰值为 $I_p=20$ MA，假定钨丝有 $N=100$ 根，脉冲上升沿宽度为 $t_p=100$ ns。

Z-pinch 等离子体的状态，由比热方程：

$$Q = cm\Delta t \quad (1)$$

给出。式中， c 是物体的比热， m 是物体的质量。得到 t 时刻，等离子体的温度 $T(t)$ 为：

$$T(t) = \frac{Q_{\text{电}}}{c_{\text{钨}}m_i} + T_0 \quad (2)$$

式中， $Q_{\text{电}}$ 是电流对钨丝的加热量， $c_{\text{钨}}$ 是钨的比热， m_i 是钨丝的单位厘米质量， T_0 是初始时刻钨丝的温度。

在正常情况下，钨丝的电阻率为： $\eta_{\text{钨}}=5.6\times 10^{-8}$ $\Omega\cdot\text{m}$ ，在电爆过程中的电阻率为： $\eta_{\text{钨}}=230\times 10^{-8}$ $\Omega\cdot\text{m}$ ，而钨原子气体的导电性就非常差，是电的不良导体。根据电阻定律：

$$R = \frac{\eta L}{S} \quad (3)$$

式中， L 为丝的长度， S 为丝半径。可得出钨丝的单位长度的电阻为 32.4 Ω 。计算中忽略

了钨丝加热过程中的体积膨胀，并假设在整个钨丝熔化、汽化前的过程中，钨丝的电阻不变。

对于电流对钨丝的加热过程，加热时间与升高的温度满足关系式：

$$I(t) = I_0 \omega t \quad (4)$$

式中， $I_0 \omega = 2 \times 10^{12} \text{ (A/s)}$ ，所以得到：

$$t = \sqrt[3]{20.368(T - T_0)} \times 10^{-11} \text{ (s)} = \sqrt[3]{20.368(T - T_0)} \times 10^{-2} \text{ (ns)} \quad (5)$$

图 1 和图 2 给出了单丝的融化、汽化过程和平均密度随半径的变化。

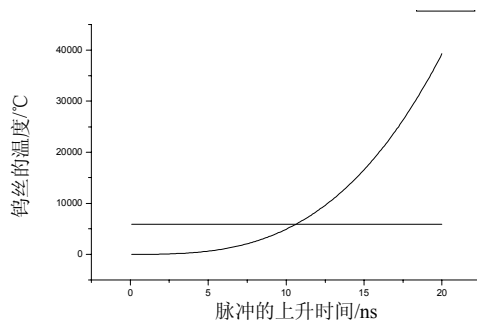


图 1 单丝的融化汽化图

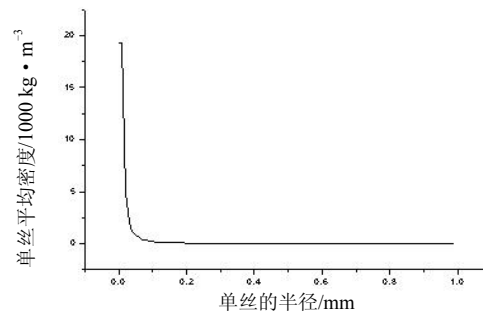


图 2 单丝平均密度随半径的变化

从图 1 可以看出，通过电阻加热，钨丝温度上升到汽化温度（5927 °C）只需要约 10 ns 左右的时间。在这个极短的时间里，钨丝就已汽化了，由于它还没有来得及充分膨胀，在强大的内压作用下，单丝就产生了类似爆炸的情况。随着钨丝由固态变成气态，其电阻率突然升高，电流突然降低，丝的两端产生极高的感应电压，从而击穿了高温钨原子气体，使其变成等离子体柱。此时等离子体处于非常灼热的状态。从图 2 可以看出，当钨丝变成了钨等离子体柱以后，由于其体积膨胀，其半径增大 10 倍，就使得密度降低 100 倍，可见密度的降低是非常快的，在整个过程中，有理由认为此时等离子体处于低密度状态。

通过上述的分析和计算可得出这样的结论：即在内爆箍缩的主要阶段，等离子体处于低密和高温的状态。

1.2 负载的匹配

为了加速等离子体壳层的形成，在电流的预脉冲期间或脉冲的初期，电流所带来的巨大能量就使丝阵汽化，并迅速完成丝阵的融合。这样，才能使得在电流形成的绝大多数时间里，箍缩过程可以充分发展。因此，仔细考虑负载丝间距、电流与丝阵关系、丝材料等的匹配关系，对负载的优化设计是很必要的。

考虑丝阵的丝数为 N ，脉冲宽度为 T_p ，脉冲峰值为 I_p ，丝半径为 a_0 ，丝阵半径为 R_0 ，丝阵单位长度质量为 m ；丝阵材料的原子序数为 A 。由理想气体的压强公式知：

$$p = nkT = \frac{M}{V} kT \quad (6)$$

式中， k 是波耳兹曼常数 ($k=1.38 \times 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}$)， T 是物体温度， M 是总分子数， V 是总体积。

丝阵的设计应该满足三个条件：一是在脉冲的前期，电流使得丝阵爆炸，单丝内爆可以过渡到形成等离子体壳，然后联合内爆；二是在整个脉冲的过程中，一维模拟模型中的 t_0 ， t_i 或 t_f 应基本一致，以保证优化设计原则；三是材料的选择应该使 X 射线的发射功率为最高，应尽量避免无用的辐射发生。

1.3 丝间距选择

为了满足上述第一个条件，丝阵的丝间距就成了最关键的指标。它与丝的材料、初始丝阵半径和电流上升速率有密切的关系。

给单丝通以电流时，由于电流的加热作用，单丝迅速汽化，并产生强大的内压，以爆炸的方式从零速度加速。随着电流的进一步加大，磁场的箍缩压力变大，但内压超过了箍缩压力，使其不断加速膨胀。当单丝的体积膨胀到一定的尺度时内压减小，而磁压却由于电流的进一步增大而增大。当磁压大于内压后，气体的膨胀开始减速直到最终停止。之后，等离子体开始箍缩。若到单丝等离子体开始箍缩的时候，丝阵各丝尚未达到融合，则丝阵将以离散的等离子体柱的方式收缩。在这个过程中，等离子体自激磁场的很大部分将会消耗在使单根等离子体收缩上，并由此产生很大的不稳定性，从而导致箍缩过程的能量损失太大，不利于 X 射线的产生。所以，单丝的最大膨胀半径应该至少是丝阵间隙的一半。对丝阵间隙的选择，实际上是对单丝膨胀半径的关注。

要计算单丝的膨胀过程，首先要考虑金属丝的电阻。当金属丝电爆成了金属蒸汽并电离成等离子体时，其电阻率维持在较高的水平。由于电阻率随着温度的增加而不断增加 ($\eta \propto T_e^{3/2}$)，随着时间的推后，钨丝从电流中得到的能量越来越多，温度不断上升，电阻有上升的趋势；另一方面，等离子体的横截面积增大，有使电阻呈下降的趋势。所以电阻的变化比较复杂，且缺乏实验上的经验公式，但知道电阻率随电作用量（定义电作用量 $Q(t)$ 为 $Q(t) = \int_0^t I^2(t) dt$ ）变化而变化的规律，其电阻率在电作用量为 $6.5 \times 10^{16} \text{ (A}^2 \cdot \text{s)}$ 时最大为 $3.8 \times 10^{-6} \text{ (}\Omega \cdot \text{m)}$ ，其余情况就比这个值要小得多。正常情况下单丝的电阻率为 $5.6 \times 10^{-8} \text{ (}\Omega \cdot \text{m)}$ 。单丝的电阻 R_0 可由下式计算：

$$R_0 = \frac{\eta_0 L}{\pi a^2} \quad (7)$$

电加热量 $Q_{\text{电}}$ 可由下式计算：

$$Q_{\text{电}} = \int_0^t \frac{I_p^2 R_0 t^2}{t_p^2} dt = \frac{I_p^2 R_0 t^3}{3 t_p^2} \quad (8)$$

由于有磁场力的作用，在电加热的同时，内能还以克服磁场力做功的方式在减少。

$$W_{\text{克服磁场力}} = F_m \cdot ds = p_m \cdot 2\pi a L \cdot ds \quad (9)$$

任意时刻的内能为：
$$U = Q_{\text{电}} - W_{\text{克服磁场力}} \quad (10)$$

由统计学规律：
$$p_{\text{压}} = \frac{2}{3} n \bar{\epsilon} \quad (11)$$

得到：
$$p_{\text{压}} = \frac{2(Q_{\text{电}} - W_{\text{克服磁场力}})}{3\pi L a^2} \quad (12)$$

由磁场引起的磁压为：

$$p_m(t) = \frac{\mu_0 I_0^2 t^2}{8\pi^2 a^2 t_p^2} \quad (13)$$

则由牛顿第二定律： $F = m\ddot{a}$

得：
$$2\pi a L (p_{\text{压}} - p_m) = \int m \ddot{a}$$

由图 3 可以导出：

$$m_j = \rho \times (2\pi r L dr) = \frac{m_i}{\pi a^2 L} \times (2\pi r L dr) = \frac{2m_i r dr}{a^2}$$

$$dv_j = \frac{r}{a} dv$$

最后得到：

$$F = \frac{2}{3} m \ddot{a} \quad (14)$$

因为： $F = 2\pi a L [p_{\text{压}}(t) - p_m(t)]$ 故：

$$2\pi a L [p_{\text{压}}(t) - p_m(t)] = \frac{2}{3} m \ddot{a} \quad (15)$$

$$\ddot{a} = \frac{3\pi L}{m} [p_{\text{压}}(t) - p_m(t)] a$$

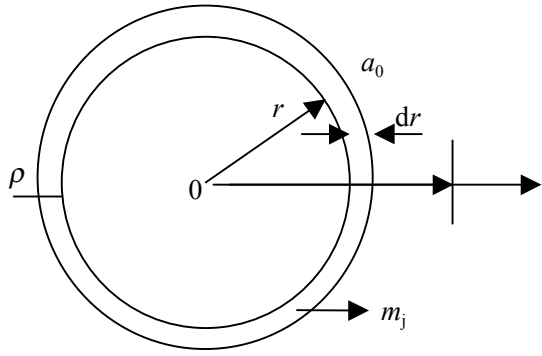


图 3 环向加速度计算模型

其初始条件为： $\dot{a}(0) = 0$, $a(0) = a_0$, $\dot{a}(t_m) = 0$ 。

根据给定的参数和所推导出的单丝模型，可以进行编程和数值计算。

1.4 数值计算

数值计算时，假定单丝的质量 m 为 6.06×10^{-2} mg，长度为 1 cm，丝半径为 10 μm ，电流的上升时间为 100 ns，峰值功率为 0.2 MA。根据计算的结果，得到单丝半径和速度变化情况如图 4，5 所示。

从图 4，5 的曲线可以看出，从开始对负载加热到时间约 60 ns 时，单丝的半径膨胀到最大，其值为 0.65 mm。若当丝阵的单位厘米长度质量 m 为 6.06 mg 时，最大的丝阵初始半径 R_0 为 2.2 cm，丝阵间隙为 1.30 mm，计算的结果与国外在 Z-pinch 装置 Z-machine 上得到的实验结果是吻合的。Z-machine 上的实验结果是，铝丝阵内铝丝的间隙为 1.04 mm。两者较小差异的原因是，Z-machine 是质量 m 为 5 mg 的丝阵，而本文计算的是丝阵质量 m 为 6 mg。其次，本文的模型较为简单，没有考虑单丝过程中的多种内能耗散因素的影响，从而使得计算结果略为偏大。考虑在相同的丝阵半径和质量的前提下，计算

了多种丝数（60 根，80 根，100 根），图 6 给出了不同丝阵的融合情况。

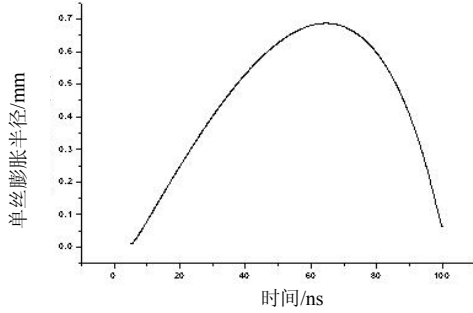


图 4 单丝的半径和时间

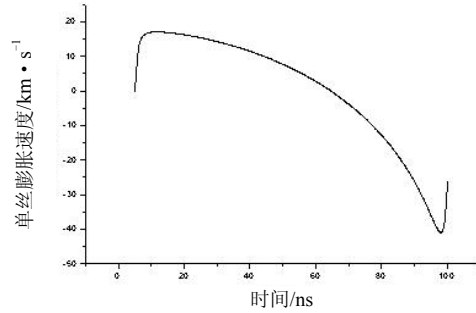


图 5 单丝的速度和时间

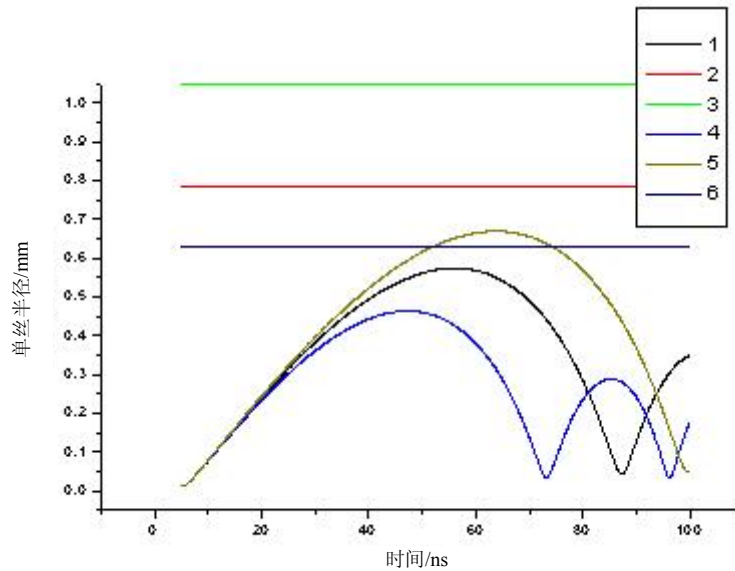


图 6 不同丝数目时丝间距与半径膨胀的关系

- 1——80 根丝时的丝半径； 2——80 根丝时的丝间距；
- 3——60 根丝时的丝半径； 4——60 根丝时的丝间距；
- 5——100 根丝时的丝半径； 6——100 根丝时的丝间距。

从图 6 的曲线可以看出，对于初始半径为 2 cm，质量为 6.06 mg 的丝阵，80 根丝达不到预期的要求。如要满足设计要求，其最小丝数目为 100 根。在 Z-machine 上对钨丝阵的实验结果表明，对质量数为 5 mg 的丝阵，能产生较好的融合的丝阵的丝数目为 120~200 根。可以看出，本文的数值模拟在丝阵的间距上与国外的实验结果非常吻合。同时，也证明了欲使丝阵爆炸后融合成等离子体壳，丝阵的丝数必须要超过一个临界值。

2 丝阵内爆

2.1 峰值功率、脉冲宽度与初始半径

为了使脉冲功率得到充分的利用，并且产生更多的 X 射线功率，从一维模型中得到方程式：

$$t_0 = \left[\frac{4\pi N m R_0^2 t_i^2}{(N-1)\mu_0 I_p^2} \right]^{1/4} \quad (16)$$

式中， μ_0 （真空磁导率）= $4\pi \times 10^{-7}$ （H/m）。为了能在电流的上升沿顶端附近实现内爆，要求 $t_i = t_f$ （ t_i 是电流峰值时刻， t_f 是塌缩时刻），这样可以避免当电流已经达到峰值而未实现内爆的情况发生，使得内爆滞后。由于电流减小，所以当内爆发生时的箍缩压力减小，降低了内爆的速度和减小了内爆等离子体的密度和温度，使 Z-pinch 的效率降低，而导致等离子体的 X 射线发射总能量降低。若内爆超前于电流的峰值，则由于电流尚未达到最大，使得电能还未能充分地加热等离子体。显然，等离子体的内能降低直接导致了发射 X 射线的能量的减少。从国外的实验结果来看，要求 t_f 与 t_i 相当，从而使得 t_i 与 t_0 相当（ $t_i = t_f = 1.5 t_0$ ）。由此，可得到如图 7 所示的相互关系（对总质量 m 为 6 mg 的丝阵进行计算）。

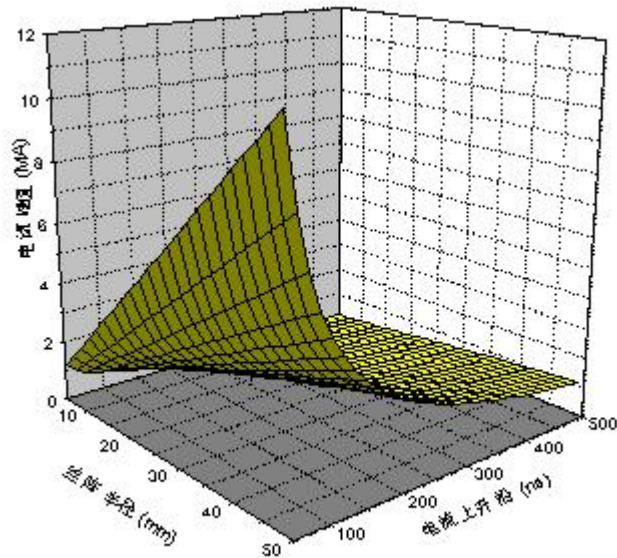


图 7 丝阵的初始半径、峰值时间和峰值电流的关系

从图 7 中可以清楚地看到，当丝阵的半径为 2 cm，电流的上升沿为 100 ns 时，要求的电流峰值为 10 MA 以上。Z-machine 设计的相应峰值电流为 5~20 MA，丝阵初始半径为 2 cm，电流上升沿为 100 ns。对给定的实验装置而言，相关参数的选择并不是完全精确确定的，它受到了多方面因素的制约。

2.2 材料的匹配

为了提高等离子体的辐射功率和发射 X 射线的强度，缩短 X 射线脉冲的宽度最为重要，其影响因素多种多样。但从有利于爆炸的角度来看，要提高电流的热效率，其丝阵材料的选择也是很重要的。主要的影响因素有电阻率的变化情况、密度大小、比内能的大小等。

金属丝从固态变成等离子体态是通过电爆实现的，即大电流的欧姆加热使得金属丝很快汽化，然后突然变成电阻率很高的金属丝蒸汽，由于电流迅速减少，在感抗的作用下，金属丝蒸汽两端出现瞬间高压，从而击穿成为等离子体。这个过程是由驱动器的功率脉冲前沿实现的，各丝发生电加热爆炸（电爆）的时间同步性要好，才能使初始等离子体均匀。不同材料的特性参数如表 1 所示。

表 1 不同的丝材料内爆特性参数

材 料	密 度 g/cm ³	电阻率/ $\mu\Omega \cdot \text{cm}^{-1}$		比 内 能 J/g	电 作 用 量 ¹⁾ $10^{16} \text{A}^2 \cdot \text{s}$
		正常值	电爆状态		
铝	2.7	2.82	393	9782	6.578
铜	8.95	1.77	620	5909	17.30
钨	19.3	5.6	230	3936	7.508

注：1) 表中电作用量的定义为 $Q(t) = \int_0^t I^2(t) dt$ 。

由于电爆状态时，阻碍电流通过的主要因素是热运动，使得电流的定向漂移受到严重的影响，故其电阻率主要受到比内能的影响。从电爆的角度来说，钨丝和铝丝相差不多，钨丝的常态电阻高，但汽化温度也高，所以电作用量并不大。相比之下，铜丝的缺点比较明显，其电作用量大，所以很少使用铜丝做实验。据此在选择丝阵材料的时候，要尽量选择电作用量小的材料。

2.3 数值模拟

为了能够合理地说明箍缩中的物理过程，更好地解释箍缩中的一系列现象，在理论上更好地预见实验结果，并为实验提供理论指导，人们发展了很多供数值计算的物理模型。从简单到复杂，可分为四类：零维、一维、二维和三维。一维模型与零维模型的差别在于，模型中考虑了由于等离子体温度和速度的增加产生的过程辐射和由于等离子体气体受到压缩而产生的抵抗箍缩作用的内压力的作用。所以在整个过程中，等离子体系统所获得的能量和质量都有耗散。用于不稳定性数值模拟程序大多数是 Euler 形式的。二维计算可分为两种：一是二维平面方式，只能计算 $r-\theta$ 平面上的情况，沿 z 方向状态是均匀的，如丝阵电爆炸及汇合成壳问题的研究，这里体现不出不稳定性的影响。另一种是二维柱面方式，可以计算 $r-z$ 平面内等离子体壳纵剖面的 $R-T$ 不稳定性，即该剖面上扰动增长及气泡、分离等情况。

本文只考虑零维和一维内爆动力学模型，它主要是从定性的角度上来说明整个物理过程，以便更好地确定装置的大体参数。

2.3.1 零维模型

假定丝阵材料的原子序数为 Z ，原子量为 A ，根数为 N ，单位长度的总质量为 m ，初始阵列半径为 R_0 ，驱动电流 I 随时间线性增长，在电流上升沿 t_i 时达到峰值 I_p ，也就是说 $I=(I_p/t_i)t_0$ ，内爆塌缩时刻为 t_f ，此时阵列半径设为 R_f ，通常 $R_f/R_0=0.05\sim 0.10$ ，即使 $R_f/R_0=0.10$ ， t_i 和 t_f 不相等的情况涉及箍缩后等离子体受内能做功 ($p dv$) 继续被压缩，或者因加速度方向反转，壳筒内壁 R - T 不稳定性增长，在简单模型中不易分析。因此，下面都是在 $t_i=t_f$ 前提下讨论问题。

在主电流启动 ($t=0$) 前，应有预脉冲电流使丝阵电离爆炸成为等离子体，并形成一定的参数分布，作为分解的实验或理论研究，这里仅认为 $t=0$ 时丝阵已变成为 N 根等离子体柱，或者已经连成一等离子体壳，这两种情况在零维考虑下差别不大。电流经过等离子体筒储存的磁能 E 为 $LI^2/2$ ， L 是单位长度等离子体筒的电感，与其半径 R 有关，磁能 E 随 R 的变化，即是磁力推动等离子体筒做的功，因忽略了欧姆加热，这个功也等于等离子体动能的增加，可表示为：

$$\frac{dE}{dR} = \left(-\frac{\mu_0 I_p}{4\pi t_i} + L \right) \frac{It}{R} \quad (17)$$

由于 L 只有 $1\sim 10$ nH 量级， t_i 为 $10\sim 100$ ns 量级，真空导磁系数 $\mu_0=4\pi\times 10^{-7}$ ，上式中第二项远远小于第一项，可以忽略。得到等离子体筒（阵）的零维运动方程为

$$m \frac{d^2 R}{dt^2} = \frac{1}{2} I^2 \left(\frac{\partial L}{\partial R} \right) \quad (18)$$

这里作无量纲化，令 $\xi=R/R_0$ ， $\tau=t/t_0$ ， t_0 是特定的时间常数，方程可以化成为

$$\frac{\partial L}{\partial R} = \begin{cases} -\frac{\mu_0}{2\pi R}, & \text{柱壳} \\ -\frac{(N-1)\mu_0}{2\pi RN}, & N\text{根丝阵列} \end{cases} \quad (19)$$

初始条件是

$$\xi \left(\frac{d^2 \xi}{d\tau^2} \right) = -\tau^2 \quad (20)$$

$$\tau = 0, \quad \xi = 1, \quad \frac{d\xi}{d\tau} = 0 \quad (21)$$

可以定出时间常数

$$t_0 = \left[\frac{4\pi N m R_0^2 t_i^2}{(N-1)\mu_0 I_p^2} \right]^{1/4} \quad (22)$$

以 Z-machine 为例， t_0 与 t_i 或 t_f 的时间尺度是很一致的。如果在小装置上作实验，选参数： $I_p=1$ MA， $m=1$ mg， $t_0=10^{-3} t_i^{1/2}$ （以秒为单位），不论电流上升时间 t_i 是 50 ns 或是 500 ns，

t_0 处于 240~300 ns 范围, 说明取 t_i 为 0.5~1 μ s, 比较接近优化设计原则。如果 t_i 较小, 又要使 t_0 与 t_i 接近, 只有缩小 R_0 , 如果小装置 $t_i=50$ ns 情况下, 相当于要求 R_0 为 1.5 cm, 但这样可达到的内爆速度十分有限。

方程式 (20) 适合条件 (21) 的解可做数值计算, 从而求出内爆塌缩时间 $\tau_f=t_f/t_0$ 与塌缩半径 $\xi_f=R_f/R_0$, 或内爆速度 $(d\xi/d\tau)_f$ 与 ξ_f 的关系。它们可以拟合为如下形式

$$\begin{cases} \tau_f = 1.730 - 0.24\xi_f - 0.313\xi_f^2 \\ \left(\frac{d\xi}{d\tau}\right)_f = 3.54 - 2.61\xi_f - 8.68\xi_f^2 \end{cases} \quad (23)$$

因此, 只要给定内爆半径压缩比 ξ_f^{-1} , 优化之下的无量纲内爆时间 τ_f 及内爆速度 $(d\xi/d\tau)_f$ 就完全确定了。例如 $\xi_f=0.1$, 则 $\tau_f=1.7026$, $(d\xi/d\tau)_f=3.1922$ 。有量纲的内爆速度是:

$$u_f = \frac{R_0}{t_f} \tau_f \left(\frac{d\xi}{d\tau}\right)_f = \bar{u} \tau_f \left(\frac{d\xi}{d\tau}\right)_f \quad (24)$$

此时每个离子的动能是:

$$k_s = \frac{1}{2} m u_f^2 \quad (25)$$

这里, A 和 N_A 分别为材料的原子量和 Avegado 常数, m 为离子的质量。单位长度等离子体壳的动能

$$k_i = \frac{1}{2} m_i u_f^2 = \frac{1}{2} \frac{A}{N_A} u_f^2 \quad (26)$$

比数 $R_0/t_f=\bar{u}$ 可以看成等离子体壳的平均速度。由于 ξ_f 事先给定, τ_f 和 $(d\xi/d\tau)_f$ 可看作常数, 所以内爆速度 u_f 大约是平均速度 \bar{u} 的 5.4 倍, 以下我们可以用各种物理量对于 \bar{u} 的定标关系来考虑问题。注意到材料元素的原子量 A 与其原子序数 Z 之间的经验公式:

$$A = 1.58Z^{1.1}$$

得到的动能定标关系是

$$\begin{aligned} k_i &\propto Z^{1.1} \bar{u}^2 \propto Z^{1.1} m^{-1} I_p^2 \\ k_s &\propto I_p^2 \propto m \bar{u}^2 \end{aligned} \quad (27)$$

Z-pinch 中并不是离子动能越高越好, 一般可认为原子被电离到靶元素原子外层电子只剩下 1, 2 个的程度, 即成为类氢或类氦的离子, 在塌缩中具有有一定能量的自由电子与这类离子复合, 变为束缚态。如果电子变为基态, 这个自由束缚过程将把电子多余的能量以 K 壳谱线光子的形式放出。由于自由电子能量不是一致的, 所以这种复合辐射形成连续谱。如果自由电子能量过大, 它将把深层束缚电子打出来(碰撞电离), 使之跳到基态而放出线谱的 X 射线, 这对提高 X 射线辐射的能量、功率而言, k_i 又应高一些, 但以不引起线谱辐射为限。Z-pinch 输出中辐射量与 $(K_i / K_{i, \min})$ 的关系也是需要研究的一个问题。

Z-pinch 输出中辐射量与 $(K_i / K_{i \min})$ 的关系也是需要研究的一个问题。提高总能量 K_s 从而可以提高总辐射量, K_s 越高越好, 根据式(12)可知, 平均速度 \bar{u} 应根据 Z 和 K_z 最佳值确定, 然后提高质量 m 就可以增大 K_s 。采用钨丝 ($Z=74$) 比铝丝 ($Z=13$), 可以降低平均速度, 在峰值电流不变条件下, 可以由于质量 m 的增大而使 K_s 值变大。因此, 只要驱动电流允许, 采用钨丝靶更为有利于提高总体辐射能量。

为了提高辐射功率和源强度, 缩短 X 射线脉冲的宽度最为重要。这里有很多影响因素, 如等离子体壳的初始厚度、密度分布、压缩比和不稳定性增长因素等。这里简单估计一下塌缩后的等离子体柱 (半径为 R_f) 的惯性约束时间 t_c 。因热化后, 离子速度分布服从 Maxwell 分布, 最可几速度即热运动特征速度 u_f , 对于上面得到的内爆时每个离子的动能 K_i , 应满足 $m_i u_f^2 / 2 = K_i$ 。惯性约束时间大致为 R_f / u_f , 相当于 X 射线的特征脉宽。

无过程辐射、无动力压强是零维模型的基本过程。无过程辐射是指, 在计算丝阵箍缩的过程中, 不计算由于等离子体的射线辐射而耗散的能量。无动力压强是指在计算等离子体加速的过程中, 不考虑由于等离子体的内压而引起的收缩过程变缓 (零维模型)。于是, 建立的运动方程为:

$$m \frac{d^2 R}{dt^2} = -\frac{\mu_0 I^2}{4\pi R} \quad (28)$$

经无量纲化后, 得到的无量纲方程为:

$$\xi \frac{d^2 \xi}{d\tau^2} = -\tau \quad (29)$$

式中: ξ 和 τ 的定义见式 (20) 和 (21)。动能关系是:

$$K_i = \frac{1}{2} m_j u_f^2 = \frac{1}{2} \frac{A}{N_A} u_f^2 \quad (30)$$

$$K_s = \frac{1}{2} m u_f^2$$

式中: K_i 是每个离子的动能, K_s 是单位长度等离子体壳的动能, m_j 是每个离子的质量, m 是丝阵单位长度的质量, u_f 是内爆速度。动能定标关系是:

$$\begin{cases} K_i \propto Z^{1.1} \bar{u}^2 \propto Z^{1.1} m^{-1} I_p^2 \\ K_s \propto I_p^2 \propto m \bar{u}^2 \end{cases} \quad (31)$$

其中: \bar{u} 是平均速度, $\bar{u} = R_0 / t_f$ 。射线输出定标关系: (大质量 m 为 mg 量级情况)

$$\begin{cases} E_X \propto K_s \propto I_p^2 \propto m \bar{u}^2 \\ P_X \propto K_s K_i^{0.5} Z^{-0.55} \propto I_p^2 \bar{u}^2 \propto m^{-0.5} I_p^3 \end{cases} \quad (32)$$

式中: E_X 为射线能量, P_X 为射线功率 (小质量情况): $E_X \propto m^2$ 这表明小质量时的辐射能量受到质量的影响很大。

计算了输入参数为，钨丝阵 100 根， $R_0=1\text{ cm}$ ， $t_p=100\text{ ns}$ ， $I_p=20\text{ MA}$ ，无量纲时的结果：

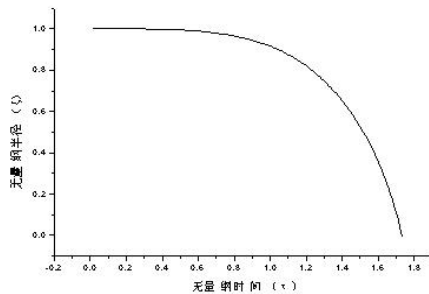


图 8 无量纲时间和半径

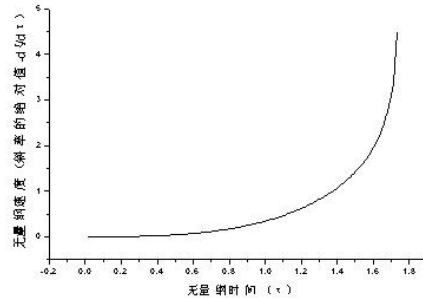


图 9 无量纲速度和半径

从图 8 看出，丝阵的半径变化在箍缩的后期比较快，这说明，一方面是半径的变小导致了箍缩力的加大，另一方面是开始时的动能积累的结果。图 9 可以明显地看到速度呈陡峭上升的趋势，即在箍缩的后期，等离子体壳面上的离子会以很大的速度在轴心碰撞，从而产生强大的 X 射线发射。从时间上，到达等离子体速度峰值和半径最小值的时间总是 1.5 倍 t_0 ，说明了在前面的匹配关系中，取 $t_f=1.5 t_0$ 是有根据的。量纲化后，计算丝阵的半径随时间变化和丝阵的边界速度随时间的变化得到如图 10 和图 11 所示的结果。

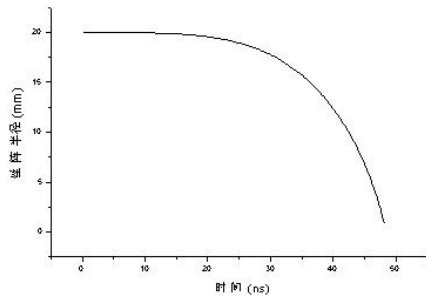


图 10 半径随时间变化关系

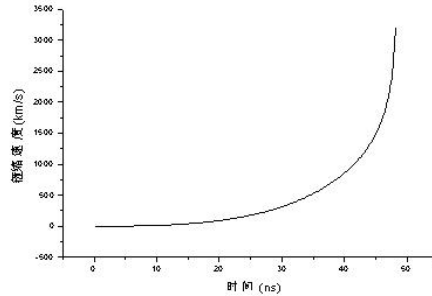


图 11 速度随时间变化关系

从图 10 可以看出，在不考虑内压和射线发射的情况下，丝阵半径在 50 ns 附近就接近于 0，与此同时，从图 11 中得到其 50 ns 的速度为 3000 km/s 以上，可见收缩的速度是非常快的。等离子体壳动能、每个离子动能的计算得到如图 12 和图 13 所示的结果。

从图 12 得到的结果可以知道，1 cm 长的等离子体在箍缩的过程中，不考虑内能产生的抗磁作用和过程中的射线发射，积累的能量就有 3000 MJ 以上，因而能达到的等离子体加热程度也是非常惊人的，从图 13 可以得到，等离子体的能量可以达到 59.3 keV 以上（59.3 是钨元素的 K 壳层吸收边），从而在计算上确定了 Z-pinch 等离子体箍缩过程中的离子能量量级。可以知道，在箍缩等离子体中，原子被剥离得只剩 1, 2 个的程度，而且在发射的射线中有很的一部分是 K 壳层复合辐射的 X 射线，这从实验中得到了很好的证实。若考虑有 1/6 的内能转化为 X 射线的能量时，计算得到图 14 所示的结果。

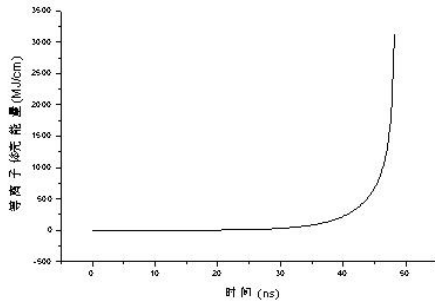


图 12 等离子体壳能量和时间

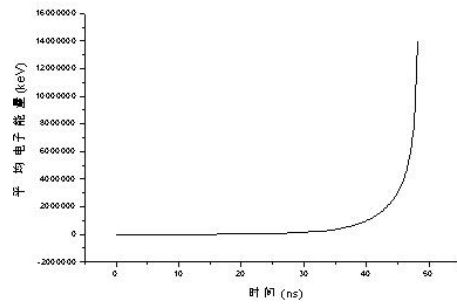


图 13 等离子体离子能量和时间

由图 14 得到了很高的 X 射线辐射功率，与实际情况非常不吻合，这就说明，使用过于简单的模型难以达到模拟射线所要求的精确范围。

上述的结果是在很理想化的情况下得到的，其实由于初始靶很难做到初始尺寸十分均匀和对称，等离子体的内压回分散等离子体的时间积聚程度，另外，内爆时辐射脉冲不可能很窄，其上升沿也不是很好的线形，所以实际的箍缩情况的模拟需要考虑到等离子体的内能所产生的内压，虽然这对于产生 X 射线是很不利的。

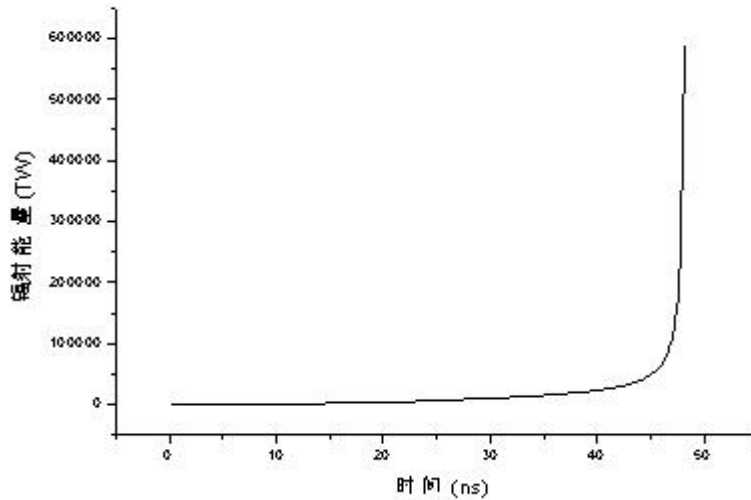


图 14 发射功率和时间

2.3.2 特殊一维模型

这里所描述的“无过程辐射、有动力压强”指的是过程辐射为零的特殊一维模型。即在箍缩的过程中，不考虑每个时刻等离子体柱对外进行的射线辐射，只考虑等离子体由于温度很高，体积很小所引起的高内压对箍缩行为的影响。同时为了简化计算，认为等离子体柱的电阻在融合后，保持不变。这种情况下，建立的动力学方程为：

$$m \frac{d^2 R}{dt^2} = -\frac{\mu_0 I^2}{4\pi R} + F_{\text{压}} = -\frac{\mu_0 I^2}{4\pi R} + 2\pi R L p_{\text{压}} \quad (33)$$

由于等离子体内温度高，密度相对较小，所以认为箍缩过程中近似满足理想气体的压强方程：

$$p_{\text{压}} = \frac{2}{3} n \bar{\varepsilon} \quad (34)$$

式中： $\bar{\varepsilon} = \frac{1}{2} m \bar{v}^2$ （ \bar{v} 为等离子体分子平均动能）。最后得到的动力学方程为：

$$m \frac{d^2 R}{dt^2} = -\frac{\mu_0 I^2}{4\pi R} + \frac{4}{3} \frac{E_{\text{动}}}{R} \quad (35)$$

式中： E 为考虑长度的丝阵的总的动能。考虑到 $E_{\text{动}}$ 的来源，把内能近似地看成 $E_{\text{动}}$ ，于是得到 $E_{\text{动}} = E_{\text{电力功}} + E_{\text{磁力功}}$ 是化简后得到：

$$\frac{d^2 R}{dt^2} = -\frac{\mu_0 I^2}{4\pi m R} + \frac{4}{3} \frac{(E_{\text{电力功}} + E_{\text{磁力功}})}{m R} \quad (36)$$

为了简化计算，认为在箍缩过程中，等离子体的电阻值不变，则得到：

$$E_{\text{电力功}} = \int_0^t \frac{I_p^2 R}{t_p^2} t^2 dt = \frac{1}{3} \frac{I_p^2 R_{\text{电阻}}}{t_p^2} t^3 \quad (37)$$

而磁力功为：

$$E_{\text{磁力功}} = P_m S dR = \frac{\mu_0 I_p^2 t^2}{4\pi R t_p^2} dR \quad (38)$$

进一步计算得到：

$$\frac{d^2 R}{dt^2} = -C_1 \frac{t^2}{R} + C_2 \frac{t^3}{R} + C_3 \frac{t^2 dR}{R^2} \quad (39)$$

式中：

$$C_1 = \frac{\mu_0 I_p^2}{4\pi m t_p^2}, C_2 = \frac{4 I_p^2 R_{\text{电阻}}}{9 m t_p^2}, C_3 = \frac{\mu_0 I_p^2}{3\pi m t_p^2}$$

边界条件为：

$$t = 0 \text{ 时, } R = R_0, \frac{dR}{dt} = 0$$

使用差分方法可以编程计算得到各个时刻的半径 R 值，从而得到各个时刻的速度值 dR/dt ，通过速度可以求出其它的物理量的值。

根据上述物理模型，对无过程辐射、有动力压强的等离子体内爆过程进行了编程和数值计算。计算输入参数为：钨丝阵 100 根， $R_0=2 \text{ cm}$ ， $t_p=100 \text{ ns}$ ， $I_p=20 \text{ MA}$ ， $m=6.06 \text{ mg}$ 。得到了在有内压情况下的动力学方程的解。

从图 15 中可以看到半径收缩到接近初始半径 R_0 (2 cm) 的 1/10 (2 mm) 处时，由于受到了由内压产生的强大的膨胀力的抗击，产生反弹。从实验中证实，丝阵的半径的收缩极限是初始值的十分之一左右。从速度上看（如图 16 所示），时间到了箍缩极限时间 50 ns 左右，速度会有很大的降低，从而使得动能在很短的时间内变成原子激发能量，产生高功率的强 X 射线。说明要产生强大 X 射线就应该在箍缩过程中尽量减少能量的耗散，而且越是收缩得紧密越好。在这种情况下得到的等离子体壳能量和等离子体内能如图 17

和图 18 所示。

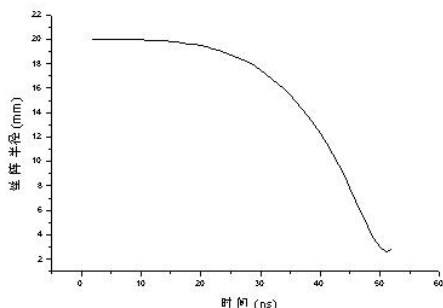


图 15 内爆半径和时间

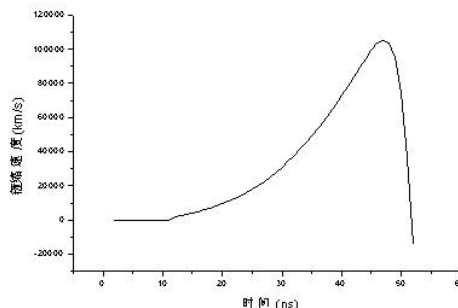


图 16 内爆速度和时间

图 17 中看到，等离子体壳的动能在接近收缩极限的时候，将有很大的减小。在不考虑反弹所带走的能量的情况下，认为动能基本上都以射线的形式发射掉了。所以我们希望等离子体壳的动能在汇聚到等离子体轴心的时候，减小得越快越好。当等离子体汇聚到轴心的时候，等离子体的内能也将会有很大的增加，这是由等离子体壳的动能转化而来的，由高温产生的黑体辐射也是箍缩等离子体的重要辐射来源。下面来估算在不考虑过程辐射的过程中的箍缩等离子体能产生的射线辐射能量情况。

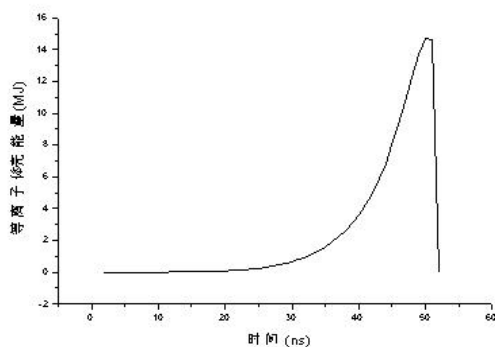


图 17 等离子体壳的动能随时间变化

从图 18 可以看出，等离子体的总能量在 50 ns 附近有很大的减小，这正是射线产生的高峰段，在 5 ns 的短时间内，等离子体的总能量从 30 MA 附近迅速降低到 10 MA 附近，其射线发射功率可以达到 1000 TW 以上。由图 19 可以看出，在这种情况下，射线的功率可以达到 1400 TW，这比实验中所能得到的最高 270 TW 的功率高出了很多。从射线的发射图可看到，在等离子体箍缩过程中，没有射线的发射。显然，这样的简化虽然对于等离子体的行为的模拟，已经比较详细和准确，但是对于等离子体的射线发射会产生相当大的影响，所以有必要讨论有过程辐射情况下的模拟计算。

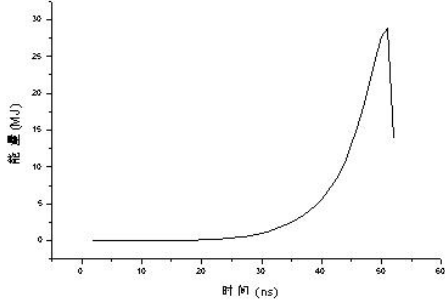


图 18 等离子体总能量随时间的变化

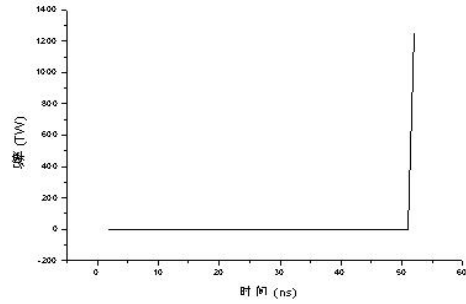


图 19 等离子体向外辐射的功率

2.3.3 有过程辐射、有动力压强

这是指一般的一维模型。有过程辐射，是指在等离子体的箍缩过程中，等离子体一边由于磁场力的作用收缩，一边由于被加热而膨胀的过程中，等离子体内部的电子和离子相互碰撞而产生韧致辐射，以及到了箍缩的后段，等离子体收缩到轴心的位置时，由于相互间的剧烈碰撞而产生强 X 射线发射。此时的动力方程为：

$$m \frac{d^2 R}{dt^2} = -\frac{\mu_0 I^2}{4\pi R} + \frac{4(E_{\text{电}} + E_{\text{磁力功}} - E_{\text{辐射}})}{3R} \quad (40)$$

式中， $E_{\text{电}}$ 是电流对等离子体的加热能， $E_{\text{磁力功}}$ 是磁场力对等离子体所做的功， $E_{\text{辐射}}$ 是由于辐射耗散的等离子体能量。若考虑韧致辐射，则由：

$$P_{\text{韧致辐射}} = 1.46 \times 10^{-38} \times n_i n_e Z^2 T_e^{1/2} + \frac{e^2 \ddot{R}^2}{6\pi\epsilon_0 c^3} \times 2 \quad (41)$$

式中， T_e 是电子温度。可以得出： $E_{\text{韧致}} = \int P_{\text{韧致辐射}} dt$ 。可以由此计算出箍缩过程中的韧致辐射所耗散的能量。

若考虑黑体辐射，则由黑体辐射公式： $P_{\text{黑体辐射}} = \sigma T^4 s$

其中： $\sigma = 5.67 \times 10^{-8} \text{ W/m}^2 \cdot \text{K}^4$ ，
 $s = \pi R^2 L$ ，（ L 为等离子体柱长度）

由温度的微观解释： $\bar{\epsilon} = \frac{3}{2} kT$

式中， k 是波耳兹曼常数， $k=1.38 \times 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}$ ， $\bar{\epsilon}$ 是每个分子的平均动能。故黑体辐射功率为：

$$P_{\text{黑体辐射}} = \frac{16\pi\sigma LR^2}{81k^4} \bar{\epsilon}^4 \quad (42)$$

经过计算表明，黑体辐射在没有加黑体辐射腔的情况下是不适用于本文的 Z-pinch 的计算。理论上的原因是，箍缩过程的等离子体是高温但是不是高密度的等离子体，所以

其光学通过性比较强。而且，我们无法从计算上确定等离子体的表面温度，进而无法确定其 X 射线的辐射度。

可以从 X 射线的产生基本过程来确定其产额。X 射线是电子在高能的情况下，与离子的核相碰撞，击出一个内层电子而留下空穴，成为激发态，紧接着原子中更外层的电子落到空位上，同时就放出 X 射线光子而构成线状谱，这就是 Z-pinch 等离子体 X 射线的产生机理。

考虑等离子体中的电子和离子的碰撞，因为电子和离子处在同一个系统中，虽然电子的温度要高于离子的温度一些，但是总的来讲还是处于同一的量级。近似看成两者的温度相同，则根据统计物理基本原理得出电子的热运动平均速率：

$$\bar{\varepsilon} = \frac{1}{2}m\bar{v}^2 \text{ 和 } \bar{\varepsilon} = \frac{AE}{mN_A} \quad \rightarrow \quad \bar{v}_e = \sqrt{\frac{EA}{m_e MN_A}} \quad (43)$$

由碰撞频率的算法得到电子和离子的碰撞频率为：

$$f = \sqrt{2}\pi d^2 n\bar{v} \rightarrow f_{ei} = \frac{d^2}{4R^2 L} \sqrt{\frac{2MN_A E}{Am_e}} \quad (44)$$

由原子核半径公式： $d = 1.1 \times A^{1/3}$ (F) $1 \text{ F} = 10^{-15} \text{ m}$ 得到：

$$f = \frac{1.21A^{2/3}}{4LR^2} \sqrt{\frac{2MN_A E}{Am_e}} \times 10^{-30} \quad (45)$$

由于电子的能量分布满足麦克斯韦分布：

$$f(v) = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi KT}\right)^{3/2} e^{-\frac{mv^2}{2KT}} \quad (46)$$

用麦克斯韦分布可以求出每个时刻，速度为 v 的电子发生碰撞的频率为：

$$f(v) = 4\pi \left(\frac{m_e}{2\pi KT}\right)^{3/2} e^{-\frac{m_e v^2}{2KT}} \times \frac{1.21A^{2/3}}{4LR^2} \sqrt{\frac{2mN_A E}{Am_e}} \times 10^{-30} \quad (47)$$

碰撞发生的电子能量的大小和数目，由截止能来判断有多少的电子可以和离子碰撞以后发射 X 射线，从而根据 X 射线的发射规律计算射线的发射功率。统计从零时刻到 t_p 时刻过程中的总能量，就可以算出总的射线能量。

2.3.4 计算结果

根据已建立的物理模型，对有过程辐射、有动力压强的丝阵内爆过程进行了编程和数值计算。计算中的输入参数为：钨丝阵 100 根， $R_0=2 \text{ cm}$ ， $t_p=100 \text{ ns}$ ， $I_p=10 \text{ MA}$ ， $m=6.06 \text{ mg}$ 。

从图 20 和图 21 中可以看出，与没有考虑等离子体箍缩过程中的辐射的计算比较，箍缩时间从 52 ns 缩短到了 49 ns，箍缩速度也加快了。这是由于虽然考虑了由于半径减小造成的等离子体内能增加，但是由于考虑了收缩过程中的射线辐射，所以降低了等离子体的内能，从而使得等离子体的内能在箍缩过程中不断地散失，降低了等离子体的温

度，减小了由于内压而产生的阻力，因而导致了半径收缩的加快，其直接的作用就是缩短了 Z-pinch 等离子体的箍缩时间，并且进一步降低了收缩的半径。所以合理地利用过程辐射，可以提高等离子体碰撞到中轴时的速度，从而有效提高 Z-pinch 等离子体的箍缩质量。

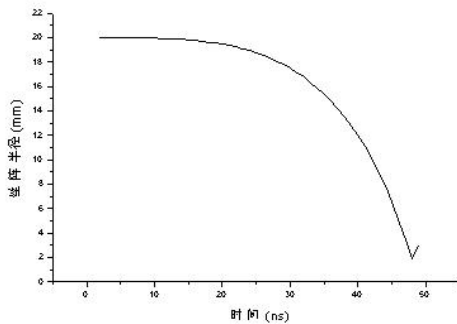


图 20 丝阵半径与时间的关系

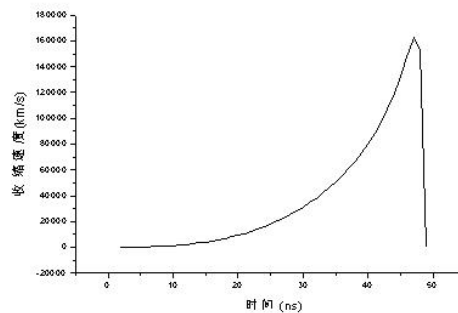


图 21 箍缩速度与时间的关系

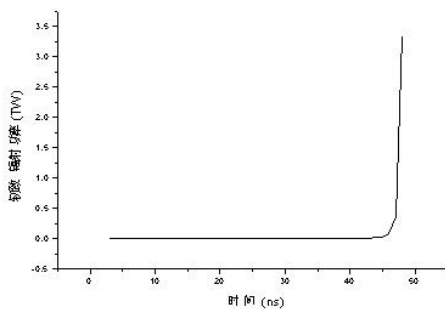


图 22 韧致辐射的功率

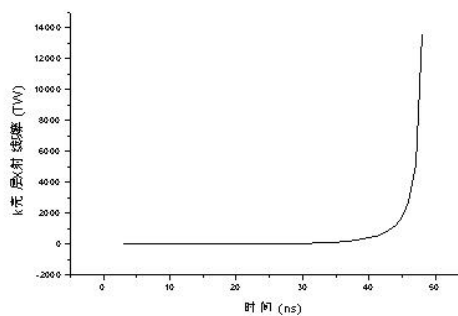


图 23 K 壳层 X 辐射的功率

从图 22 和图 23 得到，在箍缩过程中，韧致辐射的功率远小于 X 射线的功率，要达到 TW 量级是非常难的。所以在实验中，考虑多的是 K 壳层的 X 射线发射。从实验数据中得到的结果是 270 TW 为极限，而现在得到的射线功率却远远大于 270 TW，而且比不考虑过程辐射时得到的结果更大，这说明过程辐射有利于提高箍缩的速度和进一步达到更小的箍缩直径。可以在图 18 中看到，K 壳层 X 射线辐射在等离子体箍缩的后期，即等离子体以极其高的速度碰撞到中轴上时，才非常快地放射出来。所以要提高等离子体的 X 射线的功率就应该尽量减少在箍缩过程中的射线辐射能量，这与前面提到的过程辐射有利于箍缩是矛盾的。这说明，并不是单纯地提高电流的大小就可以解决的，因为电流太大会使过程辐射很厉害，从而降低了箍缩的效率，而太小又会使等离子体的内压比重过大，从而降低了等离子体的收缩程度。因此，选择电流的大小就显得尤为重要。

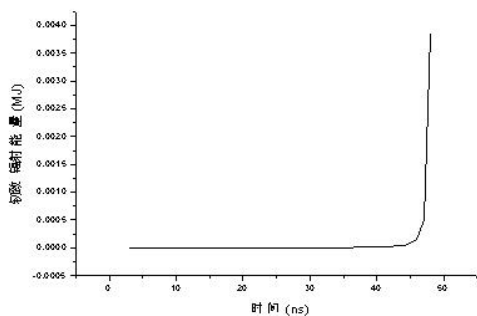


图 24 轫致辐射的能量

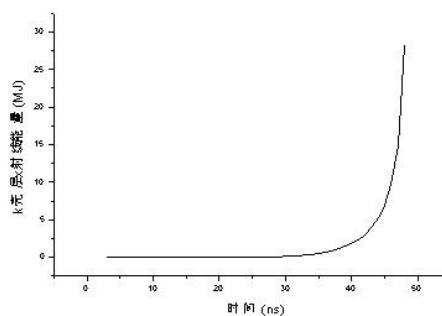


图 25 X 射线辐射的总能量

从图 24 和图 25 可以看出，轫致辐射所带走的能量比较少，而 K 壳层 X 射线辐射所消耗的能量多得多。所以在实际的计算中主要考虑的是 K 壳层 X 射线的辐射，这对计算结果的影响是很小的。

以上只是很粗略的估计了 X 射线的产额，很多其它的因素尚未考虑在内（比如比较少的 L 壳层辐射、M 壳层辐射、回旋辐射等）。由于不稳定性的耗散是非常多的，所以计算结果值与实际的情况相比偏高比较多，这是合理的。现在国外实验上能达到的最大的辐射功率为 270 TW，而本文计算的结果超过了 270 TW 很多，这说明了只要能有效地克服不稳定性带来的能量分散，就可以提高辐射的功率，达到 1000 TW 是有希望的。模拟计算的结果同时说明只有考虑了不稳定性的负面影响，才能比较准确的模拟射线的实际能量发射。

3 结 论

通过本文的工作，得到了以下几点初步结论：

(1) 通过理论模拟得到了 Z-pinch 驱动电流上升沿宽度、最大电流峰值和丝阵初始半径三者的相互匹配关系。数值计算得出了使用丝阵 Z-pinch 产生高功率等离子体箍缩的最小丝间距，和国外的实验结果非常的吻合。

(2) 从丝阵材料的选择上，通过比较不同材料的电阻率、密度以及比内能的不同关系，确定了 Z-pinch 丝阵材料选择原则，同时解释了国外的丝阵材料的选择方法。

(3) 进行了二种情况（零维、一维）下的箍缩内爆物理过程的数值模拟。模拟了不考虑内压强和过程辐射的情况下的箍缩过程（零维模型），得到了基本的箍缩物理参数。其次，计算了考虑内压抗箍缩情况下的箍缩过程（特殊一维模型），得到了比较接近实验情况的丝阵半径变化过程及收缩程度。

(4) 最后，考虑了有内压和过程辐射的一维情况（普通的一维模型），研究了从等离子体融合开始，经过收缩到等离子体轴心而引发内爆，到发射 X 射线的整个物理过程。并进一步计算了能量通道损失对输出辐射的影响，证明了只要通过减小由不稳定性导致的射线能量耗散，就能达到实现受控核聚变所需的 1000 TW 的 X 射线功率。

两维的 Z-pinch 内爆过程的数值模拟工作正在进行之中。

致谢

感谢何开辉博士、张国书副研究员、霍铁军工程师等对本文给予的帮助。

参考文献

- 1 段耀勇, 黄流兴译. 变化线数、固定质量的铝阵 Z-pinch 内爆中 X 射线发射特性的系统性趋势. 国外核技术与高技术进展, 1999, 22(4)
- 2 Mitchell H, Aliaga-Rossel R. Investigation of Electron and Ion Beams in Mega-Ampere Fiber Pinch Plasmas. IEEE Transactions on Plasmas Science. 1998, 26, 4
- 3 Eter Sheehey, Irvin Lindemuth. Hall and Two-temperature Magnetohydrodynamic Simulation of Deuterium-fiber-initiated Z-pinch. Phys. Plasmas, 1997, 4(1)
- 4 Ho Kim, Ki-tae Lee. Numerical Study of the Propagation of Ionization Processes in an Oxygen Z-pinch Plasma. Phys. Plasmas, 1997, 4(3)
- 5 De Groot S, Toor A. Growth of the Rayleigh-Taylor Instability in an Imploding Z-pinch. Phys. Plasmas, 1997, 4(3)
- 6 Keith Matzen. Z-pinch as Intense X-ray Sources for High-energy Density Physics Applications. Phys. Plasmas, 1997, 4(5)
- 7 Sanford W L, Nash T J. Dynamics of a High-power Aluminum-wire Array Z-pinch Implosion. Phys. Plasmas, 1997, 4(6)
- 8 Chittenden P, Mitchell I H. The Dynamics of Bifurcating Bright-Spots in Fiber Z-pinch Plasmas. Phys. Plasmas, 1997, 4(8)
- 9 Sattin E, Martines. Search for Low-Dimensional Chaos in A Reversed Field Pinch Plasma. Physics of Plasmas. 1999, 6(1)
- 10 Shumlak, N F, Roderick. Mitigation of the Rayleigh-Taylor Instability by Sheared Axial Flows. Physics of Plasmas. 1999, 6(5)
- 11 Sharma K, Chhajlani R K. Effect of Rotation on the Rayleigh-Taylor Instability of Two Superposed Magnetized Conducting Plasma. Physics of Plasmas. 1998, 5(6)
- 12 Haines G. A Heuristic Model of the Wire Array Z-pinch. IEEE Transactions on Plasmas Science. 1998, 26(4)
- 13 Sanford W L, Mock R C. Increased X-Ray Power Generated from Low-Mass Large-Number Aluminum-Wire-Array Z-pinch Implosions. Physics of Plasmas. 1998, 5(10)
- 14 Veikovich L, Cochran F L. Stabilized Radiative Z-pinch Loads With Tailored Density Profiles. Physics of Plasmas. 1998, 5(9)
- 15 Lebedev V, Aliaga-Rosse R. Coronal Plasma Behavior of The Z Pinch Produced from Carbon And Cryogenic Deuterium Fibers. Physics of Plasmas. 1998, 5(9)
- 16 Marder M, Sanford T W L. Numerical Simulations of Annular Wire-Array Z-pinch in (X, Y), (R, θ), and (R, Z) Geometries. Physics of Plasmas. 1998, 5(9)
- 17 Channon W, Coppins M. One-Dimensional Hybrid Simulations of the Imploding Large Larmor Radius Z-

- pinch. *Physics of Plasmas*. 1999, 6(10)
- 18 Ruiz-Camacho, Beg F N. Z-pinch Discharges in Aluminum and Tungsten Wires. *Physics of Plasmas*. 1999, 6(6)



高椿明：核工业西南物理研究院助理研究员，博士。1994年四川大学物理系毕业，2001年西南物理研究院核聚变与等离子体专业硕士研究生毕业，主要从事等离子体物理研究。

GAO Chunming: Assistant researcher, P. h. D., from Southwestern Institute of Physics, CNNC. Graduated from Sichuan University in 1994, and received master degree in 2001, majoring in nuclear fusion and plasma physics.