arXiv:2304.05006v1 [physics.plasm-ph] 11 Apr 2023

大功率负氢离子源中的感应射频耦合建模：优化射频耦合

D. Zielke，[1] S. Briefi，[1] 和 U. Fantz[1,2]1)马克斯·普朗克等离子体物理研究所，*Boltzmannstr. 2，85748 Garching*，德国2)实验等离子体物理工作组，奥格斯堡大学，*86135 Augsburg*，德国(*电子邮箱：dominikus.zielke@ipp.mpg.de)

（日期：2023年4月12日）

在 ITER 聚变实验中，将使用大功率中性束注入（NBI）系统。NBI 的核心部件是负氢离子源，它采用模块化设计。八个圆柱形驱动器各自的容积为数升，并连接到一个共用的膨胀与引出区域。驱动器内部由外部圆柱形线圈维持感应耦合等离子体，填充压力不超过 0.3 Pa。射频（RF）发生器以 1 兆赫的驱动频率运行，通过匹配网络向线圈供电，每个驱动器的功率最高可达 100 kW。如此高的功率会产生高电压，使离子源容易发生电气击穿和电弧放电，从而降低其可靠性。此外，在 ITER 原型射频离子源中，等离子体吸收的功率不超过 60%，其余功率则耗散于射频线圈和驱动器导电结构的加热。为优化原型源的功率耦合，本研究采用了此前已验证的自洽流体电磁模型。优化研究揭示了网络损耗（主要由集肤效应和涡流引起）与非线性等离子体现象（例如射频洛伦兹力）之间复杂的相互作用。该模型展示了未来 NBI 离子源射频耦合方面颇具前景的优化方案。具体而言，通过增加轴向驱动器长度和提高驱动频率，可将吸收功率的比例提升至约 90%。

I. 引言

ITER 聚变实验将使用大型大功率中性束注入（NBI）系统。[1] ITER NBI 的主要目标是产生一束高能中性氘原子，持续运行一小时，为聚变等离子体加热。[2] NBI 由多个部件组成，每个部件都针对特定用途进行设计和优化。NBI 的核心部件之一是负离子源。图 1 展示了 Batman Upgrade 试验台上的 ITER 原型射频离子源剖面图，[3] 其尺寸为 ITER 完整离子源的 1/8。

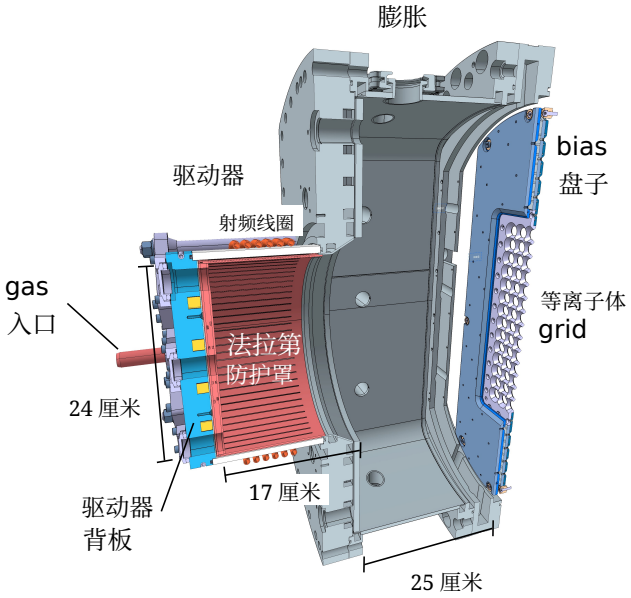

图 1. Batman Upgrade 试验台上 ITER 原型射频离子源的示意图。图片引自 Zielke 等人。[4]

该离子源由一个模块化圆柱形驱动器组成，驱动器连接着一个矩形扩展室。等离子体在驱动器中产生并流入扩展室，随后在等离子体栅极处提取负离子。为实现上文所述 NBI 的主要目标，预计必须产生并提取大量负氢离子，电流达数百安培$^{-2}$，持续时间最长可达一小时，同时离子源不能发生故障或击穿。这意味着离子源必须以极高的可靠性运行。

大多数负离子是在等离子体栅极表面产生的。在这一过程中，一个或两个表面电子分别附着到入射的中性原子或正离子上。有几种措施可以增强负离子的表面产生。其中一项基本措施

是在驱动器中产生高密度且高温的等离子体。这里，典型的电子密度和温度分别约为 10^{18} m^{-3} 和 10 eV。高等离子体密度对负离子的产生有两方面的积极作用。首先，它直接导致大量离子通量流向膨胀区并到达等离子体栅极。其次，较高的解离度会随等离子体密度和电子温度的增加而提高，从而确保大量原子通量到达等离子体栅极。另一项通常采用的措施是将铯蒸发进入离子源，因为这会降低等离子体栅极材料的功函数，并提高电子离开表面后附着到入射原子或正离子上的概率。

等离子体栅极上的正提取电压不仅会吸引负离子，也会吸引电子。后者会被共同提取，并由磁铁偏转到等离子体栅极后方的第二栅极上，从而产生大量热负荷。因此，离子源的性能受到这些电子的限制。为减少共同提取的电子数量，扩展室中会施加水平磁过滤场。在 ITER 离子源中，这将通过流经等离子体栅极的垂直千安级直流电实现。由此产生的滤场强度在等离子体栅极附近为几十高斯，并朝驱动器方向逐渐减弱，在驱动器处低于 10 G。电子穿过磁过滤场的输运受到抑制。因此，来自驱动器的电子经过滤场后会稀少至通常约为 $10^{17}m^{-3}$，此时碰撞次数增加，使电子温度降至约 1 eV。对等离子体栅极和/或偏置板施加电势（见图 1 右图），可进一步减少共同提取的电子数量。然而，滤场和电势都会导致等离子体发生漂移运动，从而出现不希望的垂直不对称性。

为产生高密度、高温的驱动器等离子体，将氢气通入驱动器，使离子源内达到 0.3 Pa 的最大填充压力（无放电时）。在这一低压下，负离子在提取和加速栅极系统中与中性粒子碰撞而造成的损失降低至可接受的 30%。[5] 通过外部圆柱形线圈，可在驱动器内维持感应耦合等离子体；该线圈在 Batman Upgrade 离子源处有六匝。线圈通过电容式匹配网络连接至射频功率发生器。在 1 兆赫的驱动频率下，通常向驱动器馈入高达 100 kW 的功率。低施加频率下的大功率与射频线圈和匹配网络中的高电压有关。因此，系统容易发生电气击穿和电弧，故需要采取特殊措施[6]，且离子源的可靠性会降低。

射频发生器输出的功率并非全部耦合至等离子体，其中一部分会转化为热量而损耗——主要加热射频线圈和法拉第屏蔽罩；[7] 在趋肤层中会产生涡流，其厚度约为 $10\,\mu$m。图 1 所示的内部法拉第屏蔽罩是保护介质圆柱形驱动器壁免受等离子体侵蚀所必需的。法拉第屏蔽罩和线圈的损耗较大，因而（除了等离子体对法拉第屏蔽罩的负载之外）这些部件还必须采用主动水冷却。此外，作为 Batman Upgrade 离子源匹配电路一部分的匹配变压器，也会产生不可忽略的磁化损耗。[7]

等离子体吸收功率与发生器总输入功率的比值称为射频功率传输效率 η。这是评估损耗大小以及耦合到等离子体的功率大小的重要指标。后者与等离子体参数（尤其是电子密度）直接相关，而发生器功率仅表示射频发生器输出的有功功率大小。在 Batman Upgrade 的离子源以及 SPIDER 的离子源（即 ITER 全尺寸离子源）中，[8] 进行了测量。两种情况下均未使用匹配变压器，η 近期测定结果显示，其范围仅为 50% 至 60%，具体取决于运行条件。[7,9] 因此，仍有相当大的优化空间。通过最大化 η，便有可能在驱动器中产生高密度、高温等离子体，同时降低发生器功率和电压。因此，离子源运行的可靠性将大幅提升。

射频耦合的预期优化并非易事，因为存在各种外部参数，例如驱动频率、功率、进气类型（即氢或氘）、填充压力，以及线圈和放电几何结构。此外，线圈电压和 η 还取决于磁场的存在。对于射频负离子源而言，存在磁过滤场，如上文所述，该磁过滤场在驱动器中不可忽略。此外，驱动器背板中的永磁体形成了尖峰磁场，如图 1 中黄色所示。其作用是减少驱动器背板处的等离子体损失。所有这些参数都会以复杂的方式影响网络组件（即射频线圈和法拉第屏蔽罩）中的损失以及与等离子体的功率耦合。

一种建模方法，其中射频功率耦合以自洽方式描述，能够捕捉等离子体和电磁场如何受到外部参数的影响。然-而，低压、高功率、低频率状态下非线性耦合机制的复杂性带来了巨大的建模挑战。[4,10] 先前尝试描述射频

功率耦合并不自洽，且遗漏了重要的非线性效应。[10–12] 此外，由于大型高功率离子源中射频功率传输效率的实验测量直到最近才得以开展，因此无法验证先前的模型。[7]利用这组全面的数据，得以建立并验证一个自洽的流体-电磁模型。[4,13]

特别是在模型验证中表明，射频离子源中的功率耦合依赖于射频洛伦兹力与射频电流扩散之间复杂的非线性相互作用。由于驱动频率较低，仅为 1 兆赫，驱动器中形成了超过 100 G 的强射频磁场。因此，洛伦兹力会将等离子体推离射频线圈。这一效应受到射频电流扩散的抑制。强射频磁场的另一个后果是，驱动器等离子体处于局部射频趋肤效应区，在该区域内，对黏度进行局部近似可以得到相应的射频电流扩散量，从而使计算结果与实验获得的电学量和等离子体量达到合理的一致。[4] 此外，研究还揭示，中性粒子通过电离而发生的耗竭会对射频功率耦合产生深远影响，其中起连接作用的仍然是电子黏度；当中性粒子密度降低时，电子黏度会以非线性方式增加。通过这种方式，首次可以对聚变相关功率下、每个驱动器功率最高达 100 kW 的离子源放电进行建模。基于这些获得的认识，现在可以应用自洽模型来指导实验工作，以实现优化的射频功率耦合。

本文第 II 节概述建模方法，并定义用于优化射频功率耦合的品质因数。随后，第 III、IV 和 V 节将开展优化研究，分析射频线圈、放电几何结构和施加频率变化时起主导作用的物理效应。第 VI 节将综合有助于提升功率耦合的措施。最后，第 VII 节给出总结性评述，并概述模型未来发展所需的方向。

II. 自洽建模方法与功率耦合品质因数

建模方法采用位于Batman Upgrade 测试平台的ITER射频原型负离子源进行描述。两个独立模型相结合，以实现对射频功率耦合的自洽描述。

首先，使用源阻抗模型计算网络电阻和电感。仿真域基于三维 CAD 模型，如图 1 所示。扩展区域以及螺钉和螺栓等外围支撑结构均未纳入仿真域，因为研究发现它们对网络阻抗的影响可以忽略不计。[14]匹配电容器以及连接射频发生器与匹配网络的传输线也同样未纳入。研究发现，匹配变压器会在 Batman Upgrade 离子源中产生额外损耗，[7] 本研究未予考虑，因为 ITER 中并未计划采用该变压器。假设驱动器内部为真空，因此源阻抗模型中不模拟等离子体。

通过求解麦克斯韦方程组来计算网络电阻和电感。前者源于射频线圈六个绕组中的焦耳热损耗，以及法拉第屏蔽罩和驱动器与源背板中的涡流损耗。由于麦克斯韦方程组的线性特性，将任意射频电流幅值$I_{\mathrm{RF}} = 1\mathrm{A}$作为线圈的输入，用于激励系统。通过选择时谐形式，可以大幅减少数值计算量。这使得能够在所有导电表面上使用边界条件（以电导率σ作为输入值），[14] 而无需解析其内部；在铜中 1 兆赫下，厚度为 65 μm 的较小趋肤层会使数值计算难以进行。由于不存在等离子体，因此不会产生非线性效应，所以时谐近似具有充分的合理性。模型的输出是复射频网络阻抗 $Z_{\mathrm{net}} = R_{\mathrm{net}} + \mathrm{i}\omega L_{\mathrm{net}}$，其中 R_{net}、L_{net} 和 i 分别表示网络电阻、电感和虚数单位。角驱动频率为$\omega = 2\pi f$。模型流程图 2 在顶部概括了源阻抗模型的输入量和输出量。

该源阻抗模型在 Comsol Multiphysics 的 AC/DC 模块中实现®。[15]在配备 128 GB 随机存取存储器的六核工作站（运行频率为 3.5 GHz 的 Intel64 Family 6 Model 62 处理器）上，模型运行时间约为一小时。通过将计算得到的阻抗与在 Batman Upgrade 测试平台上实验测得的阻抗进行比较，成功验证了该模型。网络电阻的偏差在 20% 以内，网络电感的偏差在 2% 以内。Briefi 等人[14] 提供了有关源阻抗模型验证的更详细信息。

为对射频场与等离子体之间的功率耦合进行自洽描述，采用了二维圆柱对称模型。[4] 该模型的仿真域如图 3 所示。

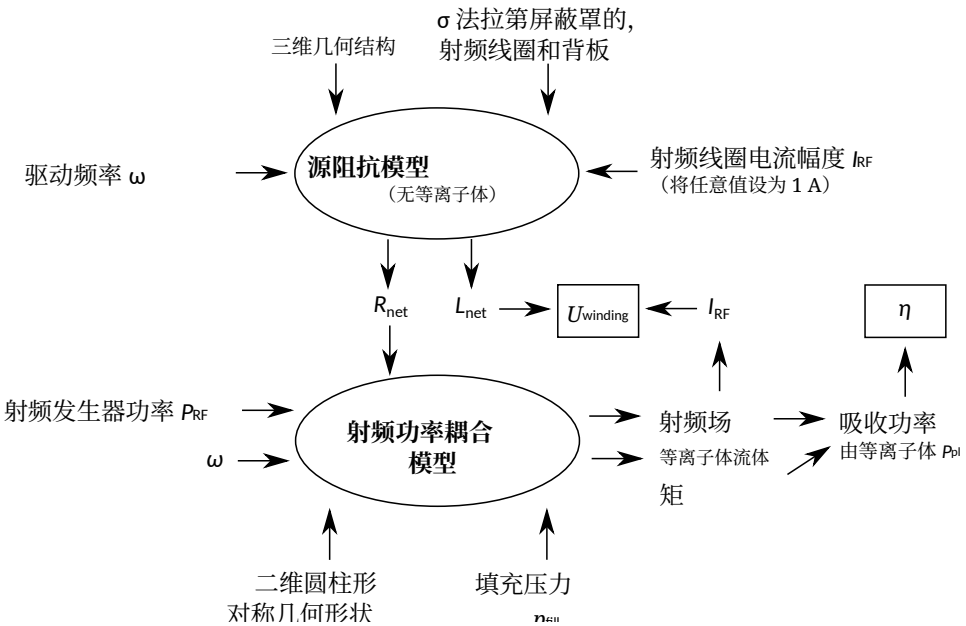

图 2. 流程图展示了源阻抗模型与射频功率耦合模型的输入和输出之间的关系。

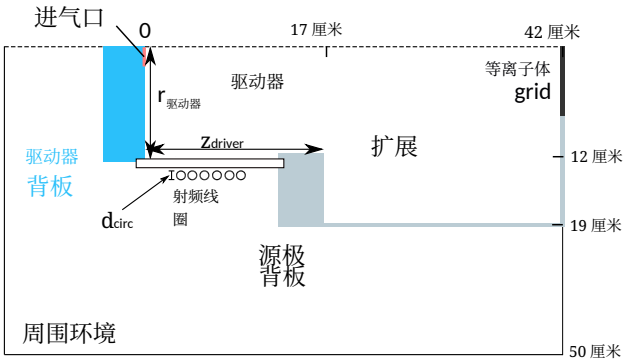

图 3. 射频功率耦合模型的二维轴对称圆柱形仿真区域。图取自 Zielke 等人。[4]

采用流体近似来模拟各种不同的中性粒子和等离子体组分。工作气体为氢。实验发现，与氢相比，氘中的射频功率传输效率提高了约 5%。[7] 这一效应伴随着电子密度略有增加。由于在不同压力和功率下都能观察到这一效应，因此预计在氢中得到的所有趋势也适用于氘。首先进行一次中性气体初始模拟，仅针对氢分子求解驱动器和扩展区域中的 Navier–Stokes 粒子、动量和能量平衡。

作为边界条件，在进气口处设置实验测得的流入量（见图 3），并调整等离子体栅极的透射率，使模型重现实验测得的典型填充压力 0.3 Pa。在所有其他壁面上设置无滑移边界条件。完成这一初始步骤后，使用相同的分子氢入口通量和栅极透射率再次运行模型。不过，此时还要为原子分别求解纳维–斯托克斯方程（即粒子、动量和能量平衡）。正离子 H^+、H_2^+ 和 H_3^+ 的输运通过分别求解粒子和动量平衡进行建模，其中保留了重要的对流项。由于假设离子与中性粒子质量相近，因此它们之间的能量交换十分高效，所以不对离子求解能量平衡。这意味着作出以下假设：$T_{H^+} \approx T_H$ 和 $T^{H_2^+} \approx T^{H_3^+} \approx T_{H_2}$。

该模型的核心要素是对电子与射频场之间耦合的自洽描述。电子由粒子、动量和能量平衡来描述，射频场则由麦克斯韦方程描述。在每个射频线圈绕组处施加表面电流幅值 $J_{surf} = I_{RF}/(\pi d_{circ})$，从而激发射频磁场，其中 d_{circ} 是每个绕组的直径（见图 3）。J_{surf} 的大小由积分控制器控制，使其在每一时刻都满足功率平衡 $P_{RF} = P_{net} + P^{pl}$。其中，发生器输出有功功率$P_{RF}$ 的均方根值是给定的输入值，而网络损耗功率 $P_{net} = \frac{1}{2} R_{net} I_{RF}^2$ 则利用源阻抗模型所得的网络电阻计算。等离子体吸收的功率P^{pl} 通过对轴对称放电体积内的功率密度进行体积分计算。功率密度则是射频电流密度与感应射频电场的乘积：前者由电子的动量平衡得出，后者由法拉第定律得出。由于频率较低且功率密度较高，射频磁场（由安培定律计算）相当大，因此放电处于非线性区与局域趋肤效应区之间的过渡区。[16] Zielke 等人[4] 发现，在此区域中，必须保留射频洛伦兹力，并采用碰撞性（纳维–斯托克斯）黏度近似，才能与实验测得的射频线圈电流和等离子体参数达到良好的一致性。射频功率耦合模型的验证过程详见一篇专门的论文。[4] 本文对功率和压力进行变化，并将计算得到的电学量（例如射频线圈电流）以及局部等离子体参数（电子密度和温度）与实验测量值进行比较。测量结果与模型结果总体吻合良好。图 2 底部展示了该模型输入和输出的概览

图 2。

射频功率耦合优化的两个重要品质因数是射频功率传输效率 η 和每匝线圈电压U_{winding}。由于只有可忽略不计的一部分射频功率被辐射出去， η 的计算公式为

$$\eta = \frac{P_{\text{pl}}}{P_{\text{pl}} + P_{\text{net}}} = \frac{R_{\text{pl}}}{R_{\text{pl}} + R_{\text{net}}}, \tag{1}$$

其中，均方根功率$P_{\text{j}} = \frac{1}{2} R_{\text{j}} I_{\text{RF}}^2$， $\text{j} \in \{\text{pl}, \text{net}\}$ 以及射频线圈电流幅值记为I_{RF}。方程（1）右侧的R_{net} 通过所谓的源阻抗模型计算，该模型为三维模型。等效等离子体电阻R_{pl} 由二维射频功率耦合模型通过对计算得到的功率吸收分布进行体积分（由此得到P_{pl}），并结合施加的射频线圈电流幅值I_{RF}获得；该电流幅值也通过自洽计算得出（见图2）。由于通常$R_{\text{net}} \ll \omega L_{\text{net}}$，每匝线圈电压可近似表示为

$$U_{\text{winding}} \approx \frac{\omega L_{\text{net}} I_{\text{RF}}}{N_{\text{windings}}}. \tag{2}$$

在此，网络电感L_{net} 通过源阻抗模型计算，而I_{RF}则由射频功率耦合模型得出。线圈匝数用N_{windings}表示。在 ITER NBI 原型离子源的 Batman Upgrade 测试平台上$N_{\text{windings}} = 6$。

在下文中，将研究若干外部参数。每次只改变一个参数，以便研究该参数对射频耦合物理过程的影响。研究的参数包括线圈几何结构、放电几何结构和驱动频率。对于射频线圈的优化，将N_{windings} 作为外部参数进行研究。关于几何结构，如图 3 所示，将驱动器半径r_{driver} 和轴向长度z_{driver}作为变量。优化研究期间，扩展区几何结构保持不变，因为它不会影响发生在驱动器中的射频功率耦合。在下文的优化研究中，填充压力固定为 ITER 所需的$p_{\text{fill}} = 0.3\text{Pa}$。射频发生器的总输入功率设为典型值$P_{\text{RF}} = 60\text{kW}$。注意，设定的是$P_{\text{RF}}$ ，而不是P_{pl} 。这样做是为了便于与实验结果进行比较。表 I 总结了最重要的模型输入参数及其取值，作为优化研究的基准。

在二维圆柱对称模型的构建中，无法纳入两个外部磁场的三维拓扑，即磁过滤场以及驱动器后板中的尖峰磁场；在 BatmanUpgrade测试平台的离子源中，这两个磁场均存在。然而，由于磁过滤场仅在膨胀区占主导地位，因此预计它不会影响

表 I. 作为优化基准的 Batman Upgrade 测试平台离子源参数。

参数名称	参数值
发生器功率	$P_{\mathrm{RF}} = 60\mathrm{kW}$
填充压力	$p_{\mathrm{fill}} = 0.3$帕
驱动频率	$f = \omega/2\pi = 1\mathrm{MHz}$
射频线圈匝数	$N_{\mathrm{windings}} = 6$
驱动器轴向长度	$z_{\mathrm{driver}} = 17.4$厘米
驱动器半径	$r_{\mathrm{driver}} = 11.85$厘米

η 显著地。Zielke等人[7] 在 Batman Upgrade测试平台上对单驱动器离子源进行了实验观测。请注意，Jain 等人发现，滤场会影响多驱动器离子源中的射频功率耦合。[9]

驱动器背板上的尖 cusp 磁体产生的高度不均匀磁场沿轴向向驱动器内部急剧减弱。正如 Zielke 所讨论的，[13] 在轴对称射频功率耦合模型中采用这种急剧衰减，会导致射频功率传输效率降低。这是因为磁场形成了轴向输运势垒，将电子推向驱动器内部更深处。因此，射频场能够与电子耦合的区域变小了。

III. 优化射频线圈

对射频线圈轴向位置的研究表明，线圈匝数应分布在轴向驱动器中心周围，如图 3 所示。在这种情况下，电场分布能够覆盖尽可能大的等离子体体积，同时最外侧线圈匝数与背板之间的距离达到最大，从而避免形成收缩电场。[13] 采用这一轴向中心位置时，线圈匝数在一至八匝之间变化。相应的建模结果如图 4 所示。

在线圈中增加绕组会使射频线圈的电感增大，因此$L_{\mathrm{net}}(N^{\mathrm{windings}})$是单调递增函数。电感增大伴随着射频线圈电流减小，因此，使用二维射频功率耦合模型计算得到的相应I_{RF}会减小。在方程 (2) 中，L_{net} 的增大占主导地位，超过了I_{RF} 的减小。然而，

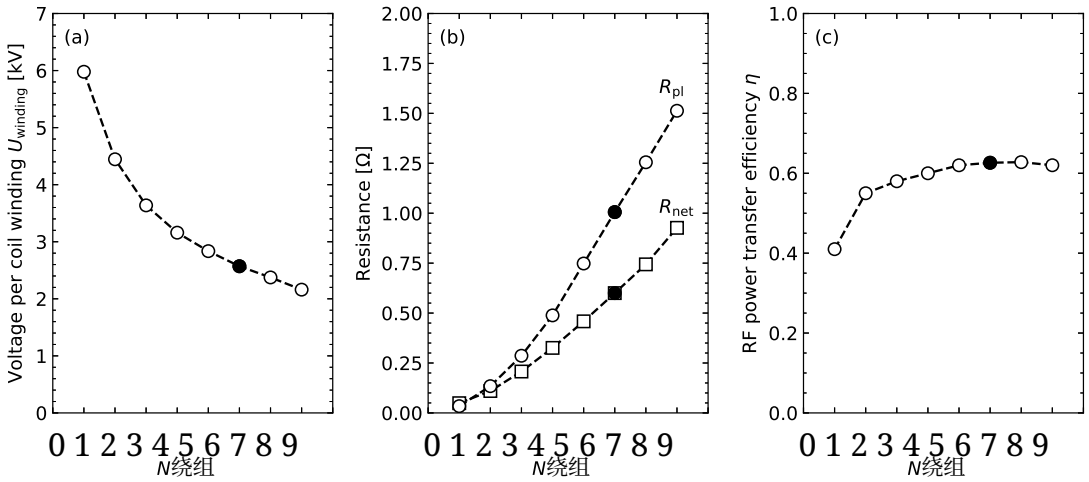

图 4。（a）每匝线圈电压U^{winding}、（b）等效等离子体电阻R^{pl}、网络电阻R_{net}以及（c）射频功率传输效率 η 随线圈匝数N^{windings}的变化关系。实心符号表示当前实验装置在$N_{\text{windings}} = 6$时经过验证的数值。图（a）和（b）改编自Zielke，[13] 而（c）转载自 Briefi 等人。[17]

由于分母中的线圈匝数也在增加，因此U^{winding}也随之减小，如图 4(a) 所示。

网络电阻 R_{net} 如图 4(b) 所示，会因两个原因而增大。首先，随着射频线圈覆盖法拉第屏蔽罩的面积增大，其中的涡流也会增大；其次，较长的射频线圈会产生更多的焦耳热。R^{pl} 的增幅（由I_{RF} 减小所致）大于R_{net} 的相应增幅，因此 η 会增大，如图 4(c) 所示。然而，当$N_{\text{windings}} \geq 5$ 增大时，η 会趋于饱和，因为I_{RF}^2 的减小与R_{net} 的增大几乎完全相互抵消。因此，射频网络中吸收的功率$P_{\text{net}} = \frac{1}{2} R_{\text{net}} I_{\text{RF}}^2$ 基本保持不变。[17] 因此，对于目前的轴向驱动器长度，线圈匝数在五到八之间最为理想，这与现有装置的配置一致，也符合 ITER 的预期设计。

IV. 放电几何结构的优化

A. 轴向驱动器长度

图5显示了针对U_{winding}、电阻和 η 的建模值，其中z_{driver}在15至50厘米之间变化。如图5(a)所示，每匝线圈电压仅略有

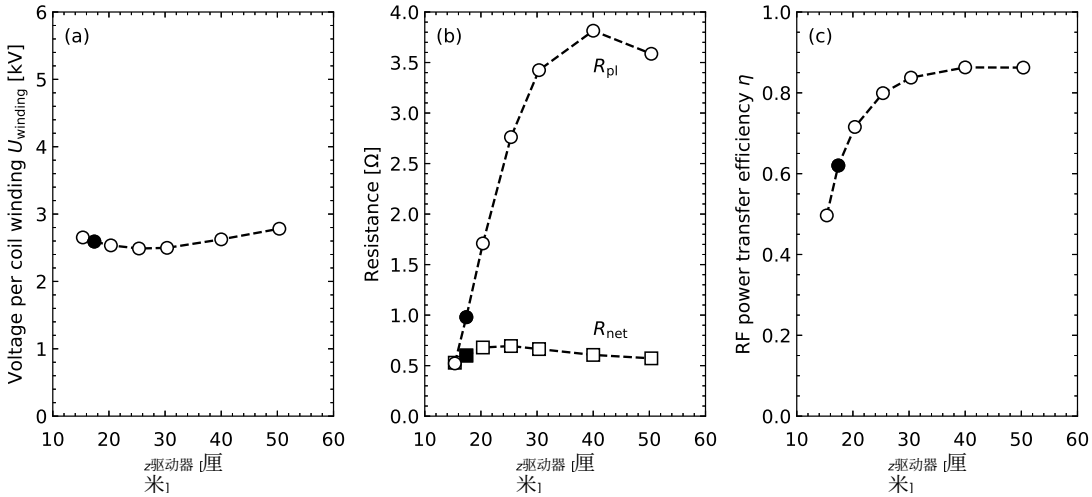

图 5. (a) 每匝线圈电压 U_{winding}，(b) 等效等离子体电阻 R_{pl}、网络电阻 R_{net}以及 (c) 射频功率传输效率 η 随轴向驱动器长度 z_{driver}的变化。实心符号表示当前实验装置在 $z_{\text{driver}} = 17.4$厘米时经验证的数值。图 (a) 和 (b) 改编自 Zielke，[13] 而图 (c) 转载自 Briefi 等人。[17]

随着驱动器轴向长度增加，相关量也会发生变化。式 (2) 中变化的量是网络电感 L_{net} 和射频线圈电流 I_{RF}。根据源阻抗模型计算，前者从$z_{\text{driver}} = 15$cm 处约为 $8\,\mu$H，增加到 50 cm 处的 $16\,\mu$H。与此同时，受热等离子体体积也随之增大。图 6 对比了短驱动器和长驱动器的功率沉积分布，这一点显而易见。可以看出，较长驱动器情况下的单位体积吸收功率绝对值较小（11 对 15 W cm^{-3}）。然而，受热体积显著增加，因此总吸收功率更多。因此，轴向驱动器长度较大时所需的射频线圈电流更低。L_{net}的增加和I_{RF}的降低（幅度也大致相差两倍）有效地相互抵消，使U_{winding} 几乎保持不变。

较大的吸收功率和较低的射频电流往往会使R_{pl}增大。图 5(b) 所示的网络电阻基本保持不变。这有两个原因。首先，射频线圈

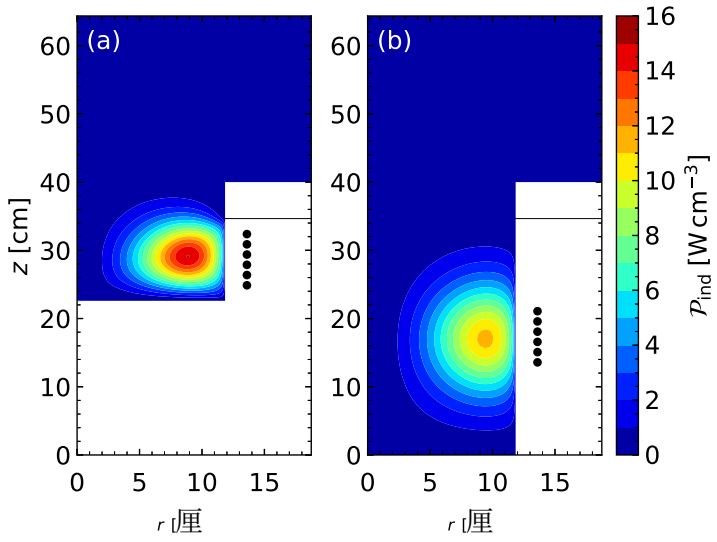

图6.在总输入功率为P_{RF} =60kW、填充压力为0.3Pa时，两种不同轴向驱动器长度下感应加热功率的计算空间分布：(a) $z_{driver} = 17.4$厘米和(b)$z_{driver} = 40$厘米。图改编自Zielke。[13]

没有变化，因此法拉第屏蔽罩变长时，线圈中吸收的功率仍然相同。其次，虽然涡流分布和吸收功率的分布会随法拉第屏蔽罩的长度而变化，但源阻抗模型表明，总吸收功率基本保持不变。

从不断增加的 R_{pl} 和恒定的 R_{net} 可知，根据方程（1），射频功率传输效率 η 更高。如图 5(c)所示，随着 R_{pl}的变化趋势， η 在$z_{driver} > 30$厘米时达到饱和，其中 $\eta \approx 85\%$。因此，$z_{driver} = 30$厘米被认为是最优的轴向驱动器长度。此外，鉴于装配空间限制和机械稳定性方面的考虑，建议不要将z_{driver} 增加到超过 30 厘米。

为评估使用 $z_{driver} = 30$厘米是否存在任何缺点，利用该模型计算了驱动器中的电子密度，以及到达等离子体栅极的中性原子通量和正离子通量。结果表明，与基准配置相比，体积平均电子密度仅下降了约1%。研究发现，到达等离子体栅极的原子通量仅略微降低了3%，而正离子通量，即氢原子$^{+}$、氢原子$_2^{+}$和氢原子$_3^{+}$的总和，甚至增加了约7%。因此，预计负离子的表面产生不会发生显著变化。经检查，在更小和更大的半径下，图5所示的趋势同样持续存在；也就是说，即使驱动器半径不同，仍然是

有利于增加轴向驱动器长度。

B. 驱动器半径

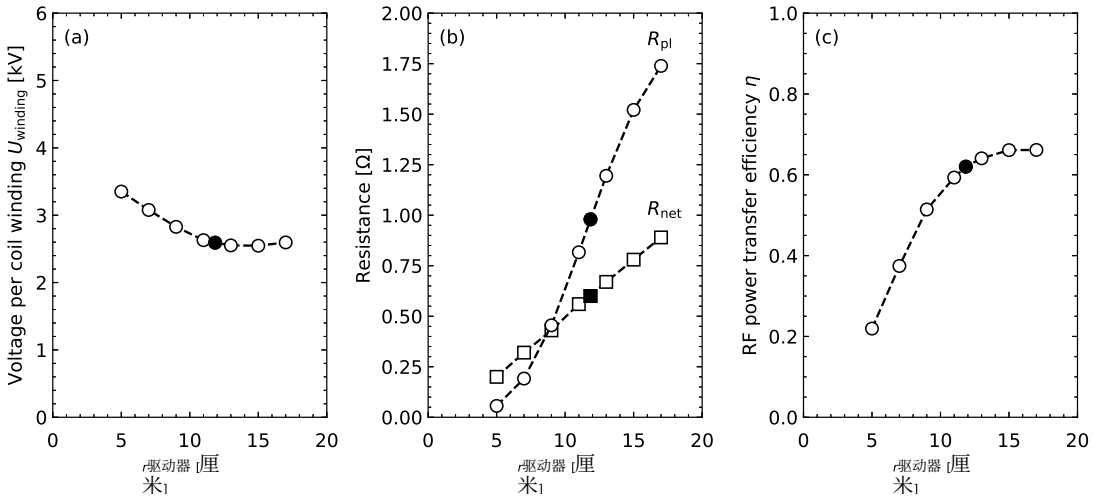

图 7. (a)每匝线圈电压U^{winding}、(b) 等效等离子体电阻R^{pl}、网络电阻R_{net}和 (c) 射频功率传输效率 η 随驱动器半径r_{driver}的变化关系。实心符号表示当前实验装置在$r_{\text{driver}} = 11.85$厘米处经验证的数值。图(a) 和 (b)改编自Zielke, [13] 而 (c) 转载自 Briefi 等人。[17]

半径更大的线圈产生的磁通量更大，加上法拉第屏蔽罩表面积增大，使网络电感L_{net}略有增加。然而，如下文所述，这一变化主要受I_{RF}减小的影响。由此导致U^{winding} 减小，如图 7(a) 所示。

由于法拉第屏蔽罩表面积更大且射频线圈更长，图 7(b) 中的网络电阻 R_{net} 增大。等效等离子体电阻 R^{pl} 也随之增大，这仅仅是因为等离子体体积增大，可以被加热的电子更多。与此同时，自洽的I_{RF} 减小。不过，这种效应不如轴向驱动器长度变化时那么明显，因为射频平均洛伦兹力（有质动力）倾向于将等离子体推离射频线圈。如图 8 所示，在半径较大时，这种效应更为明显。

在驱动器中，射频洛伦兹力的径向分量主要为负，因此指向内侧，如图 8(a)所示，分别对应较小半径和图8(b)所示的较大半径。在半径增大时，射频洛伦兹力的大小以及其深入驱动器的距离都

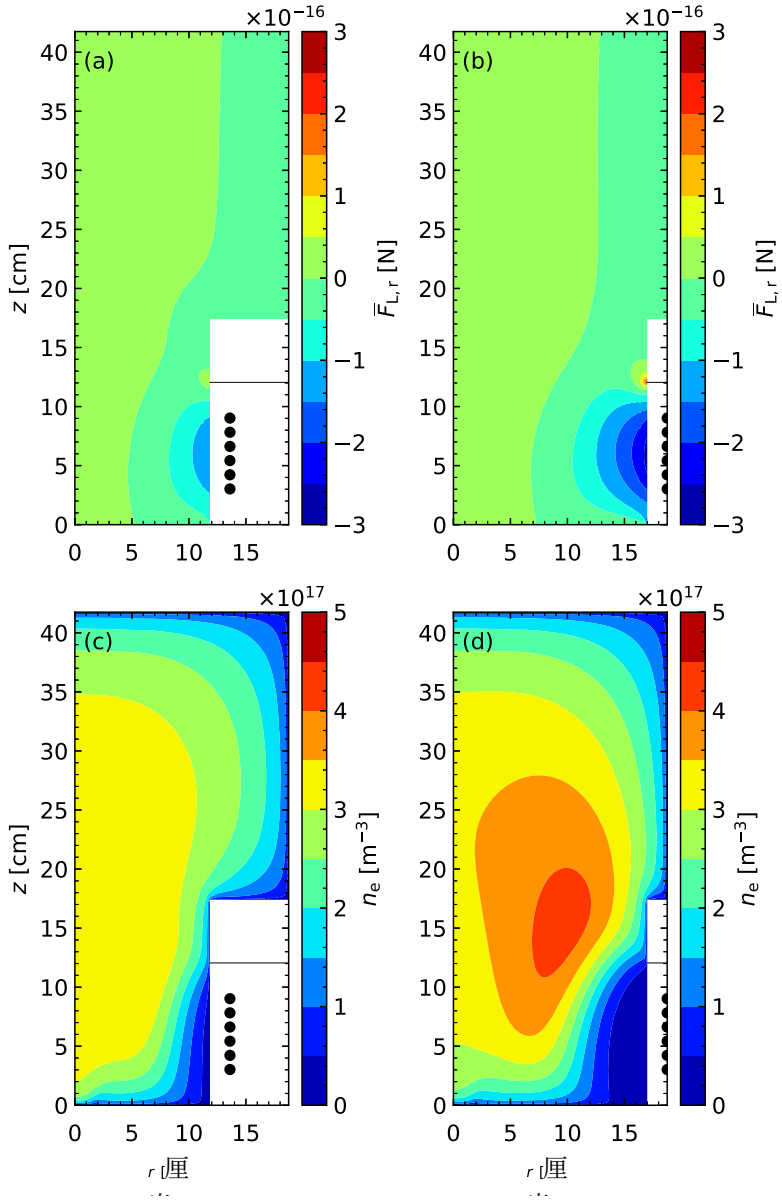

图8. 在$P_{RF} = 60$千瓦和$p_{fill} = 0.3$帕条件下，针对两种不同的驱动器半径r_{driver} =11.85 厘米（见(a)和(c)）以及$r_{driver} = 17$厘米（见(b)和(d)），计算得到的空间分布。(a)和(b)展示了射频平均洛伦兹力$F_{L,r}$径向分量的空间分布，而(c)和(d)展示了相应的电子密度n_e。图改编自Zielke。[13]

大约增大了两倍。这一力会影响驱动器中的等离子体密度分布；当r_{driver}较大时，等离子体密度分布的耗空程度更高，这一点从对比图 8(c)和(d)可以明显看出。因此，加热的电子更少。由于这一原因，在$r_{driver} = 11.85$厘米处， η 无法在图 7(c)所示的基础上从当前约60%的数值显著增加。

V. 驱动频率优化

在优化驱动频率时，等离子体吸收的功率P_{pl}固定为$P_{\mathrm{pl}} = 30\mathrm{kW}$（$p_{\mathrm{fill}} = 0.3\mathrm{Pa}$，与通常情况相同）。需要注意的是，在实验装置中，$P_{\mathrm{RF}}$也会进行调整，以达到特定的$P_{\mathrm{pl}}$（该值决定驱动器中的等离子体参数）[7]。这样一来，计算得到的不同驱动频率下的U_{winding}值便能与实验对应值更好地进行比较。

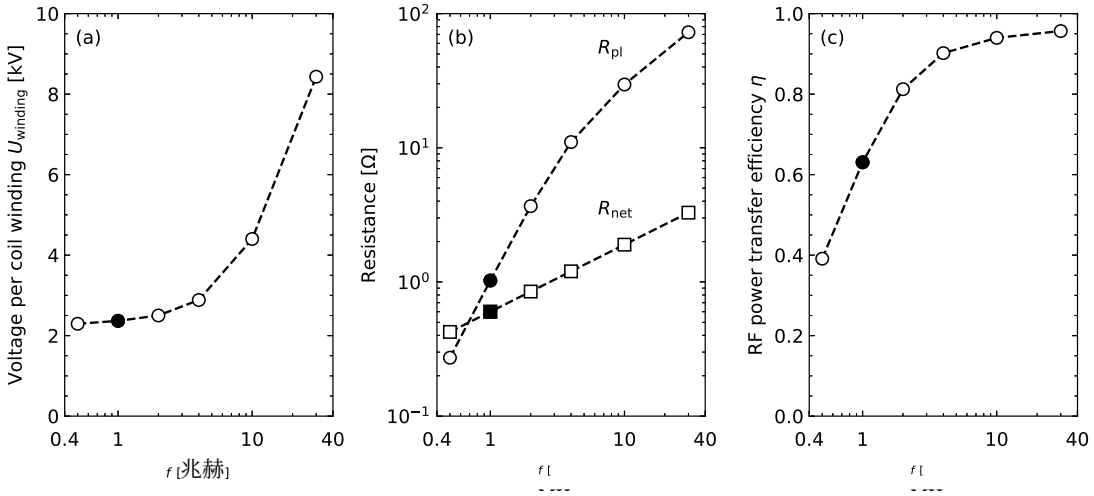

图 9. (a) 每匝线圈电压U_{winding}；(b) 等效等离子体电阻R_{pl}、网络电阻R_{net}；以及 (c) 射频功率传输效率 η 随驱动频率f的变化。实心符号表示当前实验装置在$f = 1\mathrm{MHz}$下经验证的数值。图改编自 Zielke。[13]

线圈匝数上的电压会随着驱动频率增大而升高（见图 9(a)），这主要是因为$U_{\mathrm{winding}} \propto f$，如公式 (2) 所述。为了维持等离子体中的相同射频电场 $\boldsymbol{E}$，法拉第定律指出，施加频率越高 ω，所需的磁场 $\boldsymbol{B}$ 越低，因为$E \propto \omega B$。根据安培定律，这意味着射频线圈电流较低，因此在$P_{\mathrm{pl}} = \frac{1}{2} R_{\mathrm{pl}} I_{\mathrm{RF}}^2$恒定时，等离子体电阻会增大。如图 9(b) 所示，例如将 1 兆赫与 30 MHz 相比较时，R_{pl} 几乎增加了两个数量级。由于驱动频率较高时，射频线圈和法拉第屏蔽罩中的集肤效应更明显，网络电阻$R_{\mathrm{net}} \propto \omega^{1/2}$ 也会增大。然而从定量角度来看，R_{pl} 的增幅远远超过R_{net}，因此 η 也显著增加，如图 9(c) 所示。换言之，要使等离子体吸收 30 kW 的功率，在$f > 10\mathrm{MHz}$ 时只需 32 kW 的发生器功率，而在$f = 0.5$ MHz 时则需要 75 kW 的发生器功率。然而，

驱动频率提高时，U_{winding}也会随之增加，这是一个缺点。当$f > 2$兆赫时，这种增加相当明显，因此保守的最优值为 2 兆赫。[17] 在此处，η从 60% 提高到略高于 80%，而U_{winding}则几乎保持不变，约为 2.5 千伏。

在$f = 2$兆赫下，与$f = 1$兆赫基准工况相比，驱动器中的体积平均电子密度以及入射到等离子体栅极上的原子通量和正离子通量基本保持不变。因此，预计不会对负离子的表面产生造成不利影响。

VI. 结合　更长的驱动器和更高的驱动频率

针对 ITER 原型射频离子源，第 IVA 节和第 V 节确定了两项有望优化射频功率耦合的措施：采用长度为 30 厘米而非 18 厘米的更长轴向驱动器，以及采用 2 兆赫而非 1 兆赫的更高驱动频率。在后续研究中，这两项措施将结合使用。结果汇总于表 II 中。

表 II。在 Batman Upgrade 试验台上对 ITER 原型射频离子源的射频功率耦合进行进一步优化。等离子体吸收的固定功率为$P_{\text{pl}} = 30$千瓦，ITER 相关的填充压力为$p_{\text{fill}} = 0.3$帕。

	基线	z_{driver} 已优化	f 已优化	z_{driver}&f 已优化
U_{winding} [kV]	2.4	2.2	2.5	2.3
η	0.63	0.81	0.81	0.91

更长的驱动器会导致等离子体体积增大，而在更高频率下，射频线圈电流和有质动力效应会减小。这些效应的相互作用使等离子体电阻以及 η在两项措施结合时呈现非线性增加。通过这种方式，可以将 η 从63%大幅提高到91%，同时保持U_{winding} 基本不变。请注意，对于上述比较，$P_{\text{pl}} = 30$kW保持固定。因此，在z_{driver} 和f 得到优化的情况下，与基准情况相比，平均电子密度降低了-10%，而氢原子$^{+}$、氢原子$_2^{+}$、氢原子$_3^{+}$和氢原子通量进入等离子体栅极时分别降低了约-28%、-13%、-8%和-12%。

然而，当优化研究是在发生器功率固定为 60 kW 时进行时，

随后，驱动器中的平均电子密度增加约 +8%，相应的通量变化分别为 +11%、 +11%、-18%和-1%。在基准情况下，等离子体仅吸收约 38 kW；而在z_{driver} 和f 经过优化的情况下，等离子体吸收约 55 kW。在后一种情况下，每匝线圈电压升至 3.3 kV，而基准情况下为 2.7 kV。尽管如此，预计发生射频击穿的风险不会显著增加，尤其是因为如上所示，在优化情况下，可以使用更低的发生器功率来获得相同的等离子体功率。驱动器电子密度以及到达等离子体栅极的主要通量（在 0.3 Pa 下分别为 H^+ 和 H_2^+）均有所增加，这表明优化情况下有望对负离子的表面产生产生积极影响。

VII. 结论

本文采用一种自洽建模方法，将三维源阻抗模型与二维圆柱对称流体-电磁模型相结合，用于模拟和优化与 ITER 相关的负氢射频离子源中的射频功率耦合。在射频网络中，损耗取决于导体表面的变化（涡流在这些表面上产生），也取决于趋肤效应；趋肤效应会随施加频率而变化。在等离子体方面，存在一些线性效应，例如，驱动频率较高时，产生等离子体射频电场所需的射频线圈电流较低。此外还存在非线性等离子体特性，例如射频洛伦兹力，它会受到驱动器几何形状的显著影响。结果表明，在半径固定时，增大轴向驱动器长度极为有利，因为这会增加等离子体体积，同时不改变射频洛伦兹力。因此，能够加热更多电子。然而，在轴向长度固定时增大驱动器半径，射频洛伦兹力会非线性增大，从而削弱体积增大的有利作用，导致驱动器中的电子耗减。

对于用于计算网络阻抗的源阻抗模型而言，就已实现的物理过程来说，无需进一步改进。然而，将射频功率耦合模型的公式（目前为假设具有圆柱对称性的二维模型）扩展到三维，将能够完整实现磁场的三维拓扑结构。尤其是磁过滤场的三维拓扑结构，从而可以研究粒子在膨胀室中的输运。此外，诸如跑道形驱动器这样的三维驱动器几何结构，[18] 正如目前为欧洲脉冲式DEMO示范电站（DEMO）所提出的那样，[19] 也将成为可-

在一种初步方法中，二维圆柱对称模型表明，即使驱动器半径增大，轴向驱动器长度的缩放关系仍然成立（对于跑道形驱动器而言，这是一个合理的第一近似）。随后，自洽流体电磁模型的三维实现目前正在准备中。

所获得的结果预测，对于ITER原型射频负离子源，通过增加轴向驱动器长度和驱动频率，射频功率传输效率可从 60%显著提高到90%。这样，网络损耗将大幅降低，从而不仅可以降低所需的发生器功率，还可以减少射频线圈和法拉第屏蔽罩的冷却工作量。同时，射频线圈处的电压基本保持不变，因此所提出措施不会增加发生电弧的概率。因而，射频离子源能够更高效、更可靠地运行。对于所有有利于射频功率耦合的所提出措施，模型计算表明，负离子源性能的指标（例如驱动器中的等离子体密度以及到达等离子体栅极的原子通量和正离子通量）不会受到负面影响。

致谢

本项工作是在EUROfusion联盟框架内开展的，并获得了欧拉ATOM研究与培训计划2014-2018年和2019-2020年在第633053号资助协议项下提供的资金支持。本文所表达的观点和意见不一定反映欧盟委员会的观点和意见。

本研究是在 EUROfusion联盟框架内开展的，由欧盟通过欧拉ATOM研究与培训计划（第101052200号资助协议 — EUROfusion）资助。文中表达的观点和意见仅代表作者本人，并不一定反映欧盟或欧盟委员会的观点。欧盟和欧盟委员会均不对这些观点和意见承担责任。

数据可用性声明

支持本研究发现的数据可在提出合理请求后向通讯作者获取。

参考文献

[1]www.iter.org.[2]R. S. Hemsworth、D. Boilson、P. Blatchford、M. D. Palma、G. Chitarin、H. P. L. de Esch、F. Geli、M. Dremel、J. Graceffa、D. Marcuzzi、等，“ITER加热中性束注入器设计概述”，新物理学杂志**19**，025005（2017年）。[3]B. Heinemann、U. Fantz、W. Kraus、L. Schiesko、C. Wimmer、D. Wünderlich、F. Bonomo、M. Fröschle、R. Nocentini和R. Riedl，“面向聚变的大型高功率射频驱动负离子源”，新物理学杂志**19**，015001（2017年）。[4]D. Zielke、S. Briefi、S. Lishev和U. Fantz，“高功率负氢离子源中的感应射频耦合建模：自洽流体模型的验证”，等离子体源科学与技术**31**，035019（2022年）。[5]A. Krylov和R. Hemsworth，“ITER中性束注入器中的气体流动及相关束流损失”，聚变工程与设计**81**，2239–2248（2006年）。[6]U. Fantz、C. Hopf、D. Wünderlich、R. Friedl、M. Fröschle、B. Heinemann、W. Kraus、U. Kurutz、R. Riedl、R. Nocentini和L. Schiesko，“在ITER和DEMO中性束注入系统的测试设施ELISE上实现高功率负离子束”，核聚变**57**，116007（2017年）。[7]D. Zielke、S. Briefi和U. Fantz，“低压高功率感应耦合等离子体的射频功率传输效率和等离子体参数”，物理学杂志D：应用物理**54**，155202（2021年）。[8]V. Toigo、D. Marcuzzi、G. Serianni、M. Boldrin、G. Chitarin、S. D. Bello、L. Grando、A. Luchetta、R. Pasqualotto、P. Zaccaria、等，“迈向ITER中性束注入器：SPIDER首次运行后的改进及MITICA建设进展”，聚变工程与设计**168**，112622（2021年）。[9]P. Jain、M. Recchia、A. Maistrello和E. Gaio，“感应耦合SPIDER离子源中射频驱动器等效阻抗的研究”，等离子体物理与受控聚变（2022年）。[10]G. J. M. Hagelaar、G. Fubiani和J. P. Boeuf，“感应耦合负离子源模型：I. 一般模型描述”，等离子体源科学与技术**20**，015001（2011年）。[11]P. Jain、M. Recchia、M. Cavenago、U. Fantz、E. Gaio、W. Kraus、A. Maistrello和P. Veltri，“高功率感应耦合射频氢离子源的功率传输效率评估”，等离子体物理与受控聚变**60**，045007（2018年）。

[12]P. Chen、D. Li、C. Zuo、Z. Li 和 D. Chen，《一种评估聚变相关射频离子源等离子体等效电阻的方法》，聚变工程与设计**173**，112926（2021年）。[13]D. Zielke，《用于优化大功率负氢离子源感应射频耦合的预测性自洽流体模型开发》，博士论文，奥格斯堡大学（2021年）。[14]S. Briefi、D. Zielke 和 U. Fantz，《通过三维电磁建模测定 H^- 离子源试验台 BATMAN Upgrade 的射频网络损耗》，准备中（2023年）。[15]COMSOL AB，瑞典斯德哥尔摩，《Comsol Multiphysics®，6.0版》（2021年）。[16]A. M. Froese、A. I. Smolyakov 和 D. Sydorenko，《无碰撞等离子体中的非线性趋肤效应》，《等离子体物理》**16**，080704（2009年），https://doi.org/10.1063/1.3211196。[17]S. Briefi、D. Zielke、D. Rauner 和 U. Fantz，《H^- 离子源射频耦合诊断：优化源设计和运行参数的工具》，《科学仪器评论》**93**，023501（2022年），https://doi.org/10.1063/5.0077934。[18]U. Fantz、C. Hopf、R. Friedl、S. Cristofaro、B. Heinemann、S. Lishev 和 A. Mimo，《用于 DEMO 中性束注入系统的束源技术发展》，聚变工程与设计**136**，340–344（2018年），专刊：第13届国际聚变核技术研讨会（ISFNT-13）论文集。[19]M. Tran、P. Agostinetti、G. Aiello、K. Avramidis、B. Baiocchi、M. Barbisan、V. Bobkov、S. Briefi、A. Bruschi、R. Chavan、等，《欧盟 DEMO 加热与电流驱动的现状及未来发展》，聚变工程与设计 **180**，113159 （ 2022 年）。