

HT-7 超导托卡马克上聚变中子产额 和中子注量率分布计算

傅彦彰, 朱玉宝, 陈珏铨

(中国科学院等离子体物理研究所, 安徽 合肥 230031)

摘要:利用所编制的三维托卡马克中子计算程序, 计算了 HT-7 装置上中子产额随等离子体中心离子温度与密度的变化。同时计算了中子注量率及其在空间不同位置与方位角的分布特性。考虑了离子温度与密度分布的形状因子不同所带来的误差。计算结果为中子诊断和中子辐射防护等提供了依据。

关键词:托卡马克; 聚变中子产额; 中子注量率分布; 误差传递

中图分类号: O242.2 **文献标识码:** A **文章编号:** 0258-0918(2006)01-0028-05

Fusion neutron yield and flux calculation on HT-7 superconducting tokamak

FU Yan-zhang, ZHU Yu-bao, CHEN Jue-quan

(Institute of Plasma Physics, Chinese Academy of Sciences, Hefei of Anhui Prov. 230031, China)

Abstract: Neutron yield and flux have been numerically estimated on HT-7 tokamak. The total fusion neutron yield and neutron flux distribution on different positions and azimuth angles of the device are presented. Analyses on the errors induced by ion temperature and density distribution factors are given in detail. The results of the calculations provide a useful database for neutron diagnostics and neutron radiation protection.

Key words: tokamak; fusion neutron yield; neutron flux distribution; error transformation

HT-7 托卡马克是我国目前正在运行的超导磁约束聚变实验研究装置^[1]。其主要任务是研究托卡马克准稳态运行条件下相关物理与工程问题。它的主体是一个圆型截面的环形多层

真空容器。它由双层真空室、超导环向磁体及低温屏蔽、水冷极向场线圈、第一壁、电源、低温、真空、充料、加热、诊断、采集与控制等系统构成。装置的典型工程与物理运行参数如表 1 所示。

收稿日期: 2004-10-25; 修回日期: 2005-07-04

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(10305013); 中国科学院合肥物质科学研究院院长基金资助项目(20020601)

作者简介: 傅彦彰(1980—), 男, 广西人, 硕士研究生, 主要从事等离子体物理的研究

表 1 HT-7 的典型工程与物理运行参数
Table 1 Typical parameters of HT-7 tokamak

等离子体 大半径/m	等离子体 小半径/m	等离子体 温度/keV	等离子体密 度/m ⁻³	平均聚变中 子能量/MeV	典型中子产 额/ns ⁻¹	典型放电脉冲 长度/s	最大放电脉 冲长度/s
1.22	0.27	1.00	1.00×10 ¹⁹	2.45	8.08×10 ⁸	1.00~5.00	237

随着近年来 HT-7 超导托卡马克上热核聚变实验研究的快速发展,等离子体温度越来越高、密度越来越大、放电维持时间越来越长,热核聚变的反应率不断提高,聚变中子产额与通量分布的探测及相关物理研究就变得越来越重要^[2]。为此,需要对一定参数条件下的托卡马克总中子产额及其周边通量的分布进行计算,并对主要的误差来源项作充分的考虑。这将为中子诊断、辐射防护、装置运行与物理实验提供重要依据^[3]。

1 数值计算方法

1.1 聚变反应概率

在 HT-7 装置中使用超纯氦作为工作气体,主要的聚变反应是氦氦反应。如果氦等离子体处于热运动平衡状态,则等离子体粒子速度符合麦克斯韦分布,氦氦聚变反应的概率函数 $\langle \sigma v \rangle$, 由 Hively 归纳成为下面公式^[4-5]:

$$\langle \sigma v \rangle_{DD} = a_1 (1 + a_3 T^\gamma) T^{-2/3} \exp(-a_2/T^{1/3}) \quad (1)$$

式中, $a_1 = 2.002 \times 10^{-14}$; $a_2 = 19.307$; $a_3 = 5.776 \times 10^{-3}$; $\gamma = 0.950$ 。

对比实验数据,针对圆截面带限制器的托卡马克 HT-7,可以将离子密度与温度在极向截面上近似为如下分布:

$$n_D(r,t) = n_{D0}(t) \left(-\frac{r^2}{a^2} + 1\right)^\alpha \quad (2)$$

$$T_D(r,t) = T_{D0}(t) \left(-\frac{r^2}{a^2} + 1\right)^\beta \quad (3)$$

式中, n_{D0} 为等离子体中心密度; T_{D0} 为等离子体中心温度; r 为距等离子体中心的距离; a 为限制器半径; α 与 β 为二项式分布指数。将式(3)中的离子温度代入式(1),得到聚变反应概率 $\langle \sigma v \rangle$ 与 r 和 T_{D0} 之间的函数关系为:

$$\begin{aligned} \langle \sigma v \rangle_{DD} = a_1 & \left[1 + a_3 T_{D0}^\gamma \left(\frac{r^2}{a^2} + 1 \right)^{\beta\gamma} \right] T_{D0}^{-2/3} \left(\frac{r^2}{a^2} + 1 \right)^{-2\beta/3} \exp(- \\ & a_2 \left(-\frac{r^2}{a^2} + 1 \right)^{-1\beta/3} / T_{D0}^{1/3}) \end{aligned} \quad (4)$$

1.2 坐标系

计算中子产额与通量分布时引入如图 1 所示坐标系,并在等离子体小截面中心 S 上建立一个局部的二维极坐标系 (r, θ) 。其中 R_0 为托卡马克对称轴心 O 到等离子体截面中心 Q 的大半径, θ 为极向角, φ 为环向角, $dv(x, y, z)$ 为等离子体体积元, $P(X, Y, Z)$ 为探测点。

2 总中子产额与通量分布计算

2.1 中子产额计算

在 HT-7 托卡马克装置上主要是氦氦聚变反应,而由氦氦聚变反应产生的中子不超过中子总量的百分之三^[3],因此不考虑氦氦反应,则单位体积单位时间内的中子产额为^[5-6]:

$$dN = \frac{1}{2} n_D^2 \langle \sigma v \rangle_{DD} dv \quad (5)$$

由式(4),对整个装置环体进行三维积分可以得到总的中子产额:

$$\begin{aligned} N = \pi n_{D0}^2 R_0 \iint \langle \sigma v \rangle_{DD} \left(1 - \frac{r^2}{a^2}\right)^{2\alpha} \\ r \sqrt{R_0^2 + r^2 + 2R_0 r \cos\theta} dr d\theta \end{aligned} \quad (6)$$

由 HT-7 上的温度和密度测量实验数据, α 和 β 的值一般接近于 1,当放电运行参数 $\alpha = 1$, $\beta = 1$, $R_0 = 1.22$ m, $a = 0.27$ m, $T_{D0} = 1.0$ keV, $n_{D0} = 1.0 \times 10^{19}$ m⁻³ 时,经过计算可得 $N = 8.08 \times 10^8$ s⁻¹。将 T_{D0} 作为变量,从 0.1~10.0 keV 变化,得到中子产额 N 随中心离子温度 T_{D0} 的变化情况如图 2。中子产额随中心离子温度增加而近指数增加;当等离子体中心离子温度 $T_{D0} = 10$ keV 时,中子产额可以达到

$9.22 \times 10^{12} \text{ s}^{-1}$ 。将 n_{D0} 作为变量,从 $0.1 \times 10^{19} \sim 10 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 变化,对应于 $T_{D0} = 0.25, 0.5, 1.0, 1.5, 2.0, 2.5 \text{ keV}$, 得到中子产额 N 随中心离子密度的变化情况如图 3 所示。可以看出

总中子产额随温度和密度的增加而增加,并且随温度的变化更敏感。在文献[8]中给出了部分相关的实验数据,计算值和实验值一致性比较好。

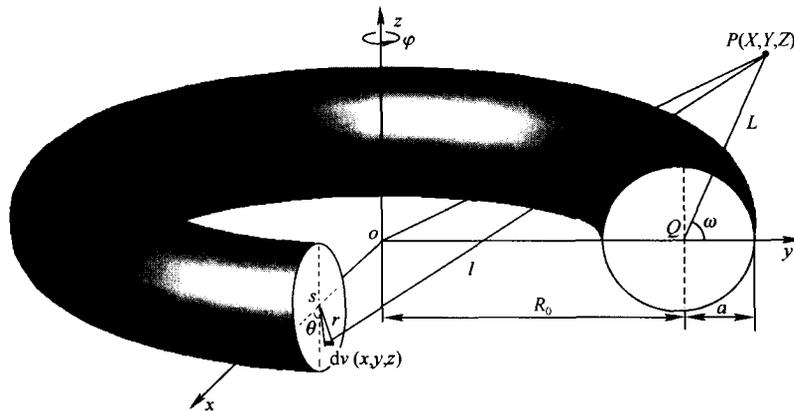


图 1 计算坐标示意图

Fig. 1 Outline of the calculation coordinate system

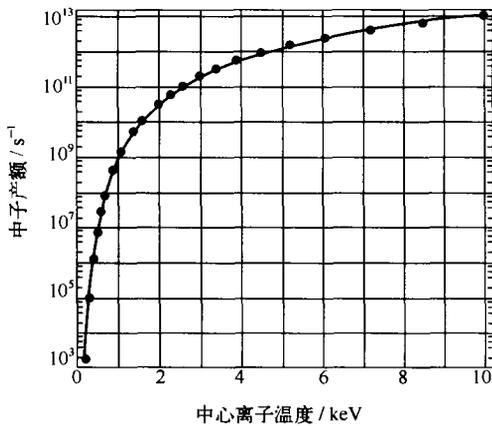


图 2 中子产额随中心离子温度的变化

Fig. 2 Neutron yield variation with central ion temperature

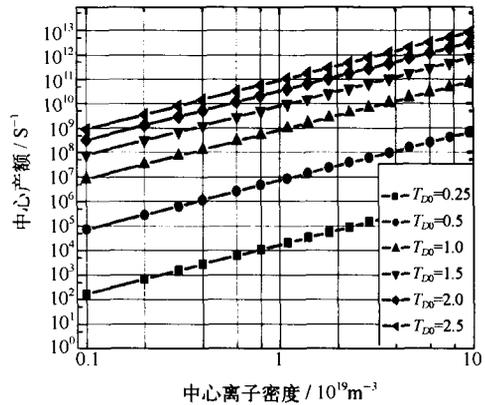


图 3 中子产额随中心离子密度的变化

Fig. 3 Neutron yield variation with central ion density

2.2 中子注量率计算

计算中子注量率时,首先要求出探测点到微体积元的距离。如图 1 所示,微体积元的坐标为:

$$\begin{aligned} x &= (R_0 + r \cos \theta) \sin \varphi, \\ y &= (R_0 + r \cos \theta) \cos \varphi, \\ z &= r \sin \theta \end{aligned} \quad (7)$$

探测点的坐标为:

$$X = 0, Y = R_0 + L \cos \omega, Z = L \sin \omega \quad (8)$$

式中, L 为探测点到等离子体中心的距离; ω 为探测点与水平面的极向夹角。探测点到微体积元的距离 l 为:

$$l = \sqrt{(x - X)^2 + (y - Y)^2 + (z - Z)^2} \quad (9)$$

微体积元产生的中子数符合方程 (5), 假定整个空间处于真空状态, 不考虑中子在空间运动

时被物质散射,吸收以及发生核反应,微体积元产生的中子各向同性分布,则探测点处中子注量率为所有微体积元产生的中子在该位置通量的总和:

$$F = \int \frac{1}{4\pi l^2} dN = \frac{n_{D0}^2}{8\pi} \int \frac{1}{l^2} \langle \sigma v \rangle \sqrt{R_0^2 + r^2 - 2R_0 r \cos\theta} (1 - \frac{r^2}{a^2})^{2\alpha} r dr d\theta d\varphi \quad (10)$$

当放电运行参数 $n_{D0} = 1.0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $T_{D0} = 1.0 \text{ keV}$, $R_0 = 1.22 \text{ m}$, $a = 0.27 \text{ m}$, $\alpha = 1.0$, $\beta = 1.0$ 时,由计算得到:

1) 当取 $T_{D0} = 1.0 \text{ keV}$ 、 $\omega = 0$ 时,中子注量率随探测点到等离子体中心的距离 L 的变化如图 4 所示;设想中子是从托卡马克中心点放出,得到中子注量率与 $R_0 + L$ 的关系是平方反比关系。比较两者可以看出,在远离装置处如诊断控制室,如不考虑空间障碍物的影响,可利用平方反比率做远场近似。而对于装置内部及周边的近场区,来自中子源分布的三维效应必须考虑。2005 年在 HT-7 春季实验中,中子诊断实验组做了中子注量率随中平面水平位置变化的测量,实验结果与中子计算结果吻合得相当好(如图 5 所示)。

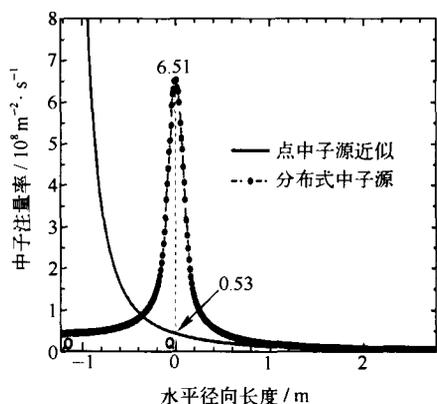


图 4 中子注量率随距离 L 的变化
Fig. 4 Neutron flux versus distance L

2) 当取 $T_{D0} = 1.0 \text{ keV}$, $L = 0.27, 0.37, 0.38, 0.75, 1.04, 1.22 \text{ m}$ 等感兴趣位置处,中子注量率随极向角 ω 的变化如图 6 所示;可以看到,中子注量率随角度 ω 的变化趋势:在装

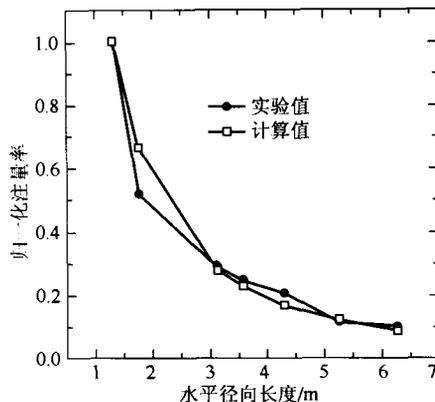


图 5 中子注量率计算值与实验值的比较
Fig. 5 Comparison of neutron flux between numerical and experimental results

置上下保持有对称性;在外侧($\omega = 0$)通量值最小,在内侧($\omega = \pi$)通量值最大;距离 L 值越小时,通量越大,曲线变化越平缓; L 值越大时,通量越小,曲线越峰化。

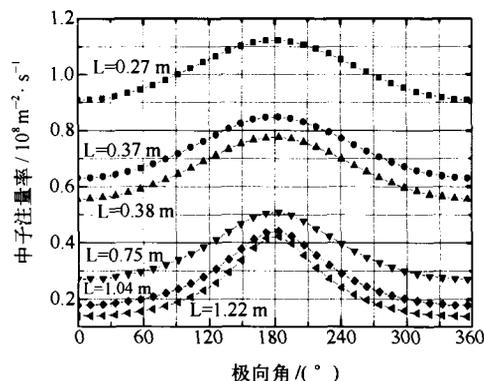


图 6 中子注量率随极向角 ω 的变化
Fig. 6 Neutron flux variation with azimuth angle

3 形状因子不同带来的误差

3.1 产额计算误差

在计算产额与通量时,取了分布因子 α 和 β 的典型值都为 1,此时温度和密度的分布为二项分布,其曲线如图 7 所示。文献 [7] 给出典型的形状因子值介于 $0.7 \sim 2.6$ 之间。对于不同的分布因子,计算得到的数值会有差异。对于给定的 $T_{D0} = 1.0 \text{ keV}$, $n_{D0} = 1.0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, 中子产额是 α 和 β 的函数 $N(\alpha, \beta)$ 。由形状因

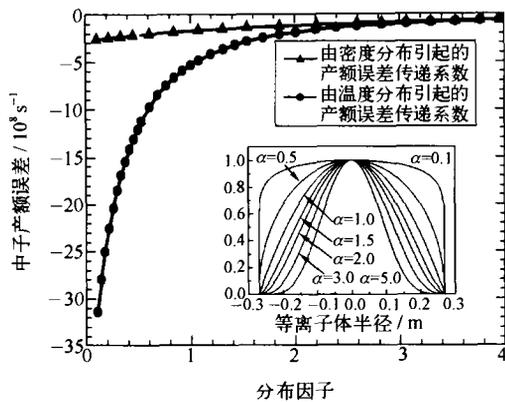


图7 中子产额的误差传递系数曲线
Fig.7 Yield error transformation coefficients

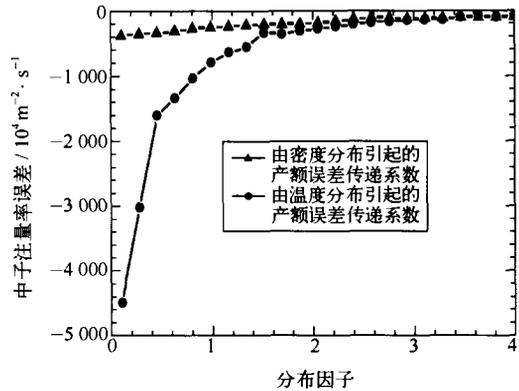


图8 中子注量率的误差传递系数曲线
Fig.8 Flux error transformation coefficients

子所带来的误差为:

$$\Delta N(\alpha, \beta) = \left[\left(\frac{\partial N}{\partial \alpha} \Delta \alpha \right)^2 + \left(\frac{\partial N}{\partial \beta} \Delta \beta \right)^2 \right]^{1/2} \quad (11)$$

由计算得: $\left(\frac{\partial N}{\partial \alpha} \right) |_{\beta=1}$ 随 α 的变化曲线以及 $\left(\frac{\partial N}{\partial \beta} \right) |_{\alpha=1}$ 随 β 的变化曲线如图7所示。当 $\alpha=1$ 时, $\left(\frac{\partial N}{\partial \alpha} \right) |_{\beta=1} = -1.73 \times 10^8$; 当 $\beta=1$ 时, $\left(\frac{\partial N}{\partial \beta} \right) |_{\alpha=1} = -5.36 \times 10^8$ 。因此对于 α 和 β 偏差为 0.3 时, $\Delta N = 1.69 \times 10^8$, 相对误差为 20.9%。

3.2 通量计算误差

同样对于通量, 在 $T_{D0} = 1.0 \text{ keV}$, $n_{D0} = 1.0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $L=139$, $\omega=0$, 通量 $F = 1.25 \times 10^3$ 。中子注量率函数为 $F(\alpha, \beta)$, 由形状因子所带来的误差为

$$\Delta F(\alpha, \beta) = \left[\left(\frac{\partial F}{\partial \alpha} \Delta \alpha \right)^2 + \left(\frac{\partial F}{\partial \beta} \Delta \beta \right)^2 \right]^{1/2} \quad (12)$$

由计算得, $\left(\frac{\partial F}{\partial \alpha} \right) |_{\beta=1}$ 随 α 的变化曲线以及 $\left(\frac{\partial F}{\partial \beta} \right) |_{\alpha=1}$ 随 β 的变化曲线如图8所示。当 $\alpha=1$ 时, $\left(\frac{\partial F}{\partial \alpha} \right) |_{\beta=1} = -2.54 \times 10^2$, 当 $\beta=1$ 时, $\left(\frac{\partial F}{\partial \beta} \right) |_{\alpha=1} = -7.29 \times 10^2$ 。因此对于 α 和 β 偏差为 0.3 时, $\Delta F = 2.31 \times 10^2$, 相对误差为 1.8%。

4 结果与讨论

根据中子产额计算, HT-7 在 D-D 运行时, 当中心等离子体参数取 $n_{D0} = 1.0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $T_{D0} = 1.0 \text{ keV}$ 时, 典型的总中子产额为 $N = 8.08 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$; 温度和密度及其分布形态是影响聚变中子产额的主要因素。根据中子注量率计算, 空间某一个固定点的通量是随空间探测点到等离子体中心距离 L 和极向角 ω 而变化。在装置内侧空间的中子注量率要比装置外侧空间大; 真空室内中子注量率普遍比真空室外高。由此可以优化配置中子探头的位置; 在必要的情形下, 对装置内的设备的辐射防护的要求要比外面的高。不同形状因子引起产额与通量的误差趋势是相似的, 温度形状因子 β 对计算的影响要比密度形状因子 α 敏感得多。

计算结果为 HT-7 超导托卡马克的中子诊断及辐射防护提供了有用的依据。在文献 [8] 中给出了 HT-7 超导托卡马克上时间分辨中子注量率的测量方法与分析结果, 实验数据与数值估算基本符合。文献 [9] 对该装置上的中子辐射剂量特性进行了研究。我们的计算还将有助于对托卡马克中子壁负载分析及辐射防护的研究。

参考文献:

[1] Xie J K, et al. Overview on the progress of tokamak experimental research in China [J]. Nucl. Fusion, 2001, (下转第 38 页, continued on page 38)

置和 5 个钚溶液热临界基准装置的 k_{eff} 值,并计算了几个快装置的中心裂变率。积分检验结果表明,对 10 个快基准装置而言,与 ENDFB-VII 库相比,CENDL-3 给出了较好的 k_{eff} 值,说明 CENDL-3 的 ^{239}Pu 的 $(n, 2n)$ 截面采用 ENDF/B-VII 的 ^{239}Pu 的 $(n, 2n)$ 截面是合理的。然而,CENDL-3 的 ^{239}Pu 仍需进一步的改进以解决以下不足:

1) 采用 CENDL-3 的 ^{239}Pu 计算热基准装置时 k_{eff} 值普遍偏高,即 CENDL-3 的 ^{239}Pu 的俘获截面有待进一步改进;

2) CENDL-3 计算的裂变率略偏低实验值,表明在 MeV 能区,CENDL-3 的 ^{239}Pu 裂变截面也需进行更精确的评价。

参考文献:

- [1] Briesmeister J F, et al. MCNP-A General Monte Carlo N-Particle Transport Code[R]. LA-12625-M, Los Alamos National Laboratory report (1993).
- [2] MacFarlane R E, Muir D W. The NJOY Nuclear Data Processing System[R]. LA-12740-M, Los Alamos National Laboratory report, (1994).
- [3] DLC-200/MCNPDATA; RSICC Data Library Collection

MCNPDATA [Z]. Los Alamos National Laboratory, (2000).

- [4] International Hand Book of Evaluated Criticality Safety Benchmark Experiments[M]. NEA/NSC/DOC(95)03, Nuclear Energy Agency, OECD, (September 2003 Edition).
- [5] Jarvis G A, Linenberger G A, Orndorff J D, et al. Two Plutonium-Metal Critical Assemblies [J]. Nucl. Sci. Eng. , 8, 1960;525-531.
- [6] Engle L B, Hansen G E, and Paxton H C. Reactivity Contributions of Various Materials in Topsy, Godiva, and Jezebel[J]. Nucl. Sci. Eng. , 1960;8, December.
- [7] Byers C C. Cross Sections of Various Materials in the Godiva and Jezebel Critical Assemblies[J]. Nucl. Sci. Eng. , 8, 1960;608-614.
- [8] Hansen G E. Thor, A Thorium-Reflected Plutonium Metal Critical Assembly [J]. Nucl. Sci. Eng. , 71, 1979;287-293.
- [9] Lloyd R C, Richey C R, Clayton E D, et al. Criticality Studies with Plutonium Solutions [J]. Nucl. Sci. Eng. , 25, 1966;165-173.
- [10] Richey C R. Theoretical Analyses of Homogeneous Plutonium Critical Experiments[J]. Nucl. Sci. Eng. , 31, 1968;32-39.
- [11] Clark H K. Subcritical Limits for Plutonium Systems [J]. Nucl. Sci. Eng. , 79, 1981;65-84.

(上接第 32 页, continued from page 32)

- 41; 1495-1502.
- [2] Li J G, et al. Long pulse enhanced confinement discharges in the HT-7 superconducting tokamak by ion Bernstein wave heating and lower hybrid wave current drive [J]. Physics of Plasmas, 2003, 10; 1653-1658.
- [3] Jarvis N. Neutron measurement techniques for tokamak plasmas [J]. Plasma Phys Controlled Fusion, 1994, 36; 209-244.
- [4] Hively L M. Convenient Computational Forms for Maxwellian Reactivities [J]. Nucl Fusion, 1977, 17; 873-876.
- [5] 石秉仁. 磁约束聚变与实践[M]. 北京:原子能出版社, 1999.
- [6] 项志遛,俞昌旋. 高温等离子体诊断(下)[M]. 上海:上海科学技术出版社,1992;147-149.
- [7] 杨进蔚. HL-1M 中的聚变中子产额[J]. 核聚变与等离子体物理, 1996, 16; 24-30.
- [8] Zhu Yubao, et al. Time resolved neutron flux diagnostics for quasi-steady-state operation study of HT-7 tokamak [J]. Rev Sci Instrum, 2004, 75; 4284-4286.
- [9] Chen Juequan, et al. Measurement and analysis of neutron radiation dose on HT-7 superconducting tokamak. International Workshop on Frontier Research in Radiation Physics and Related Areas, Nov 10-14, 2004 Chengdu, China.