

反应堆内中子注量率新型探测器的理论研究

万俊生 潘孝兵 赵柱民 陈立新 景春元 王道华

(西北核技术研究所 西安 710024)

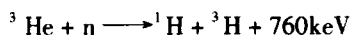
摘要 利用核泵浦激光强度与入射中子注量率的相关性,探讨了反应堆活性区核泵浦激光中子探测器的理论可行性.从核泵浦激光机理出发,对该中子探测系统——核泵浦激光³He-Ar-Xe 气体体系的能量沉积密度和激光的本征效率进行了深入的理论研究.提出了较完整的理论模型,讨论了该系统对中子注量率的响应函数及其检测灵敏度随工作时间的变化情况,论证了该中子探测系统的理论可行性.

关键词 核泵浦激光 中子探测 反应堆

1 引言

核泵浦激光(Nuclear Pumped Laser)是利用高能核反应产物与激光气体介质相互碰撞,从而把核反应能传输给激光介质,使激光介质某能级上的粒子数反转,泵浦产生激光.核泵浦激光(NPL)强度与入射的中子注量率具有相关性,可以通过测定输出的核泵浦激光强度确定中子场的中子注量率.利用这种原理可以发展一种中子探测系统,其主要特征是输出信号为激光.这种探测系统具有许多优点,如良好的信噪比(S/N ratio),较宽的频带以及很高的重复性^[1],可以将核泵浦激光中子探测器输出的激光信号反馈给反应堆控制系统,对堆芯反应性进行实时监控,从而提高反应堆操作与运行系统的安全性.

用³He-Ar-Xe 气体体系作为核泵浦激光的工作介质,可以产生高功率激光,也可以发展这种中子探测系统,其中 1.73 μ m 波长激光已被证实可达 1%—4% 的本征效率,而且由于 Xe 激光介质是由惰性气体组成的混合气体,使用寿命长,因此引起了人们的高度重视^[2].在³He-Ar-Xe 气体激光中,发生如下的反应:

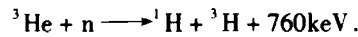


反应产生的次级粒子激发和电离³He-Ar-Xe 气体分子,形成粒子数反转,继而产生激光.

本文将在前人研究的基础上,对该中子探测系统的可行性进行了深入的理论分析,对激光气体介质压力对能量沉积密度的影响进行了深入的理论研究,对³He 的中子屏蔽效应及其对能量沉积密度的影响、泵浦腔直径和³He 气体分压对能量沉积密度的影响进行了讨论.

2 理论基础

本系统的激光介质是 $^3\text{He-Ar-Xe}$ 混合气体,属于容积式泵浦源模式,利用 ^3He 在中子的作用下发生核反应,反应产物粒子带着核反应能在气体体系中与激光介质碰撞,把能量传输给激光介质,使 $5d[3/2]_1$ 能级上的粒子数反转,泵浦产生波长为 $1.73\mu\text{m}$ 的激光.在核泵浦激光器中, ^3He 在中子场中发生下列反应:



由能量与动量守恒可计算出 ^1H 与 ^3H 离子所带的能量分别为 570keV 和 190keV ,可利用 TRIM 与 EDL 软件计算激光腔内的能量沉积^[3].

在核泵浦激光系统中,系统输出的激光强度可由下式表示:

$$\text{激光强度} = \text{激光本征效率} \times \text{泵浦腔内能量沉积密度} = \epsilon \times \rho. \quad (1)$$

对 $^3\text{He-Ar-Xe}$ 混合气体体系,激光气体腔室内单位体积的能量沉积可写为

$$\rho = \frac{dN}{dt} \times E_{(n,p)} \times \beta, \quad (2)$$

式(2)中的 $E_{(n,p)}$ 是每次 $^3\text{He}(n,p)\text{T}$ 反应而释放的能量, $E_{(n,p)} = 0.76\text{MeV}$, β 是下文将要讨论的与泵浦腔直径和气体总压力有关的能量沉积效率函数, $\frac{dN}{dt}$ 是单位时间体积内 $^3\text{He}(n,p)\text{T}$ 反应数,即

$$\frac{dN}{dt} = N_{\text{He}} \times \sigma \times \phi_n, \quad (3)$$

式(3)中, σ 是 $^3\text{He}(n,p)\text{T}$ 反应的平均反应截面; ϕ_n 是中子注量率; N_{He} 是泵浦腔内单位体积的 ^3He 数.因此,激光强度与中子注量率成正比(如(4)式),这就是本文研究的基础.

$$\text{激光强度} = \epsilon \times E_{(n,p)} \times \beta \times N_{\text{He}} \times \sigma \times \phi_n. \quad (4)$$

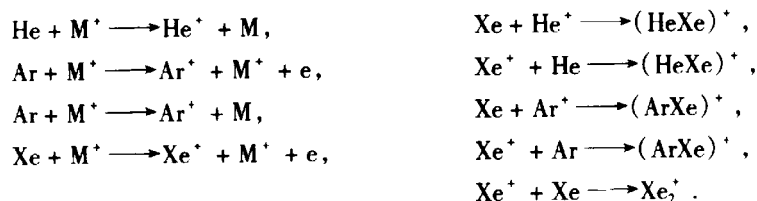
2.1 激励机制

由于激光气体为混合惰性气体,Xe激光器的使用寿命长,且波长一般在近红外区,该类激光是一种很有发展前途的激光.它能激励波长从 $1.73\text{—}3.65\mu\text{m}$ 的激光:电子在Xe的 $5d$ 能级与 $6p$ 能级之间的跃迁发射波长为 $1.75\text{—}3.51\mu\text{m}$ 的光子,在 $7p$ 能级与 $7s$ 能级之间的跃迁发射波长为 3.43 和 $3.65\mu\text{m}$ 的光子.

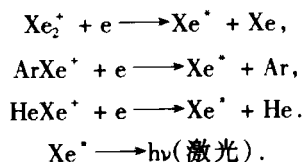
在 He-Ar-Xe 和 Ar-Xe 气体激光体系中,激光波长和激光本征效率对混合气体组成很敏感,当 He-Ar-Xe 和 Ar-Xe 混合气体中Xe的含量为 0.1% 左右时,体系的本征效率最高.在 Ar-Xe 体系中, $1.73\mu\text{m}$ 的激光跃迁占 75% 以上,然而当Xe的份额大于 10% 时,激光淬灭.电子泵浦研究表明:Xe气体激光体系中,准分子的形成对 $5d$ 能级上的粒子数反转起决定作用.

在核泵浦激光体系中,核反应 $^3\text{He}(n,p)\text{T}$ 产物粒子 M^* 带着核反应能进入激光气体并与气体原子作用,发生下列反应产生:





在 He-Ar-Xe 体系中, Xe_2^+ , ArXe^+ 和 HeXe^+ 3 种准分子都可能对激光有贡献:



激发态 Xe^+ 原子的产生与准分子数 (Xe_2^+ , ArXe^+ 和 HeXe^+) 成正比, 准分子 Xe_2^+ , ArXe^+ 和 HeXe^+ 的形成与构成该分子的气体原子(气体分压)和核反应产物在腔内的能量沉积成正比, 准分子的消失除与电子碰撞产生激发态的 Xe^+ 外, 还会与激光体系中的其他粒子碰撞而消失, 后一部分的消失对激光无贡献. 在 Xe^+ 产生过程中, 如果与气体原子碰撞, 它还会重新结合成准分子或退激.

2.2 激发模式与本征效率

对于 $1.73\mu\text{m}$ 激光, 由准分子产生的单位体积内 $5d[3/2]_1$ 激发态原子 Xe^+ 为

$$\begin{array}{l}
 N_{\text{Xe}}^{\text{Xe}_2^+} = (K_{5d}^{\text{Xe}_2^+} - K_{\text{Xe}_2^+}^{5d} \cdot P) \cdot A \cdot (P^{\text{Xe}})^2, \\
 N_{\text{Xe}}^{\text{ArXe}^+} = (K_{5d}^{\text{ArXe}^+} - K_{\text{ArXe}^+}^{5d} \cdot P) \cdot A \cdot P^{\text{Xe}} \cdot P^{\text{Ar}}, \\
 N_{\text{Xe}}^{\text{HeXe}^+} = (K_{5d}^{\text{HeXe}^+} - K_{\text{HeXe}^+}^{5d} \cdot P) \cdot A \cdot P^{\text{Xe}} \cdot P^{\text{He}},
 \end{array} \quad (5)$$

式中, P 是体系的总压力/Pa, P^Y 是 Y 原子的分压/Pa, A 是能量沉积密度/(W/cm³), $N_{\text{Xe}}^{\text{U}^+}$ 是通过 U^+ 准分子结合和离解在单位时间、单位体积内生成的 $5d[3/2]_1$ 激发态 Xe^+ 原子数, $K_{5d}^{\text{U}^+}$ /(Pa⁻²·W⁻¹·S⁻¹) 是通过 U^+ 准分子结合和离解而产生 $5d[3/2]_1$ 激发态 Xe^+ 原子的泵浦系数, $K_{\text{U}^+}^{5d}$ /(Pa⁻³·W⁻¹·S⁻¹) 是通过准分子 U^+ 结合和离解而产生的 $5d[3/2]_1$ 激发态 Xe^+ 原子再与气体中原子碰撞而退激的系数, 泵浦腔内电子对泵浦激光的贡献归入参数 $K_{5d}^{\text{U}^+}$ 和 $K_{\text{U}^+}^{5d}$ 中.

当激光体系处于谐振平衡时, 即消失的 Xe^+ 由公式(5)产生而补充, 则:

$$\frac{dN_{\text{Xe}^+}}{dt} = N_{\text{Xe}}^{\text{Xe}_2^+} + N_{\text{Xe}}^{\text{ArXe}^+} + N_{\text{Xe}}^{\text{HeXe}^+} - N_{\text{Xe}^+} \left(\frac{1}{\tau} + \omega_{\text{Xe}^+} \right) - P^{\text{Xe}} \cdot N_{\text{Xe}^+} \cdot \epsilon_{\text{Xe}^+} = 0, \quad (6)$$

式(6)中, τ 是激发态的寿命, ω_{Xe^+} 是受激发射光子几率, ϵ_{Xe^+} 是激发态原子与基态 Xe 原子碰撞时交换能量的几率, N_{Xe^+} 是单位体积内处于激发态 Xe^+ 的原子数. 在本文研究的 He-Ar-Xe 体系中, Xe 的含量极小(少于 1%), 形成准分子 Xe_2^+ 的几率微乎其微, 可不考虑准分子 Xe_2^+ 对激光的贡献, 因此上式可改写为

$$N_{Xe^*} = \frac{[K_{5d}^{ArXe^*} P^{Ar} + K_{5d}^{HeXe^*} P^{He} - P \cdot (P^{Ar} K_{ArXe^*}^{5d} + P^{He} K_{HeXe^*}^{5d})] \cdot A \cdot P^{Xe}}{\frac{1}{\tau} + \omega_{Xe^*} + P^{Xe} \epsilon_{Xe^*}} =$$

$$\frac{[K_{5d}^{HeXe^*} P^{He} + K_{5d}^{ArXe^*} P^{Ar} - P \cdot (P^{Ar} K_{ArXe^*}^{5d} +$$

式中, $f(N_{Xe^*}) = \frac{P^{Xe}}{\frac{1}{\tau} + \omega_{Xe^*} + P^{Xe} \epsilon_{Xe^*}}$, 是激光气体中 Xe 原子数的函数.

单位体积内的粒子反转数 D 可写成:

$$D = N_{Xe^*} \cdot (5d[3/2]_1) - N_{Xe^*} \cdot (6p[5/2]_2) \approx N_{Xe^*} \cdot (5d[3/2]_1).$$

根据 Lamb 理论^[4], 单位体积内产生的激光强度为

$$W = D \cdot h \cdot \nu \cdot \omega,$$

则激光腔的本征效率为

$$\epsilon = \frac{W}{A} = h\nu\omega [K_{5d}^{HeXe^*} P^{He} + K_{5d}^{ArXe^*} P^{Ar} - P(P^{Ar} K_{ArXe^*}^{5d} + P^{He} K_{HeXe^*}^{5d})] \cdot f(N_{Xe^*}) =$$

$$[K_{5d}^{HeXe^*} P^{He} + K_{5d}^{ArXe^*} P^{Ar} - P \cdot (P^{Ar} K_{ArXe^*}^{5d} + P^{He} K_{HeXe^*}^{5d})] \cdot F(N_{Xe^*}),$$

式中, $F(N_{Xe^*}) = f(N_{Xe^*}) \cdot h \cdot \nu \cdot \omega$.

在文献[5]中利用实验数据拟合了本征效率函数参数, 得到的本征效率公式如下:

$$\epsilon = \{1.438 \times 10^{-5} P^{He} + 4.342 \times 10^{-5} P^{Ar} - P \cdot (1.937 \times 10^{-10} P^{Ar} +$$

$$6.416 \times 10^{-11} P^{He})\} \times \{1.965 - 1.211 \cdot (\log R_{Xe} - 0.504 \cdot (\log R_{Xe})^2)\}, \quad ($$

公式(11)中 $R_{Xe}(\%) = \frac{P^{Xe}}{P} \times 100$.

3 能量沉积与泵浦腔参数关系

${}^3\text{He}(n, p)\text{T}$ 反应产物粒子带着能量进入泵浦腔后, 与激光气体介质作用把能量传输给激光介质这个过程称为能量沉积过程. 能量沉积的效率不但受腔内的激光气体密度和 ${}^3\text{He}$ 气体组成的影响, 也跟泵浦腔直径有关. 下文主要讨论泵浦腔直径、 ${}^3\text{He}$ 气体组成和气体压力对能量沉积的影响.

3.1 能量沉积效率与泵浦腔直径的关系

前面我们已推导出某离子在激光气体腔内的能量沉积效率与腔参数的关系式为^[6]:

$$\beta = 1 - \frac{\int_{-L/2}^{L/2} \int_{-D/2}^{D/2} \int_{-\sqrt{D^2/4 - Y^2}}^{\sqrt{D^2/4 - Y^2}} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{-\int k(l) \cdot dl} d\alpha \cdot d\theta \cdot dZ \cdot dY \cdot dX}{\int_{-L/2}^{L/2} \int_{-D/2}^{D/2} \int_{-\sqrt{D^2/4 - Y^2}}^{\sqrt{D^2/4 - Y^2}} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} d\alpha \cdot d\theta \cdot dZ \cdot dY \cdot dX}, \quad (12)$$

式中, $k(l)$ 是该离子在介质中的能量耗损系数, l 是该离子在激光气体中的飞行距离(可由几何学求得^[6]), L 和 D 分别是泵浦腔的长度和直径.

理论上讲,把由几何上求得的 l 代入公式(12)就能解出上式,求出能量沉积效率 β 值.但在公式(13)中, $k(l)$ 本身就不能给出准确的数学表达式,即使 k 是一个常数,这也是个复杂的积分,无法求出其解析解,因为 l 是一个复杂的数学表达式.如果利用蒙特卡罗方法模拟计算,则简便得多.

图 1 显示的是利用 TRIM, EDL 计算的 $^3\text{He}(n,p)\text{T}$ 反应产物离子的能量损失率与泵浦腔直径的关系.由公式(12)和微积分知识可知,能量损失率(公式(12)的后半部)应是一个含有 $e^{-(D/L)}$ 的函数.在研究中, D 远小于 L ,而且模拟计算时腔长已确定(为 600mm),因此,能量沉积效率是含 $e^{-(D)}$ 的函数.由图 1 可见,能量损失率曲线是一指数衰减函数,因此能量沉积效率/(%)公式可写为

$$\beta = 100 - (A1 \cdot e^{-D/t1} + A2 \cdot e^{-D/t2}). \quad (13)$$

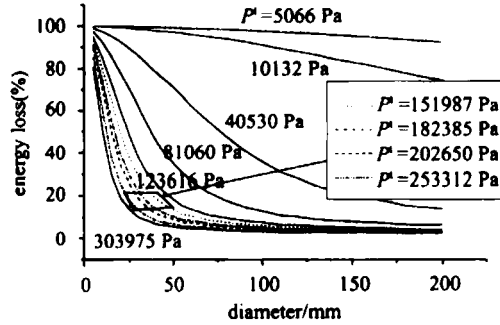


图 1 在不同的气体总压力下能量损失率与激光器直径的关系
气体组成为 He:Ar:Xe = 34.7:34.7:0.267.

3.2 激光气体压力对能量沉积效率的影响

由图 1 可见,不同的激光气体压力,能量沉积效率差别很大.由图 1 数据拟合的各能量沉积效率公式(13)中的各参数列于表 1.

由表 1 可见,能量沉积效率函数参数 $A1$ 与压力无关,其他参数都随压力而变化.随着气体总压力的增大,公式(13)中的 $t1$ 和 $t2$ 都减小, $A2$ 稍增大,因此能量沉积效率 β 增大.对表 1 中的数据进行拟合得能量沉积效率函数参数 $t1$ 与气体总压力 P/Pa 的关系式如下:

$$t1 = 1746 \cdot e^{-P/5210} + 150 \cdot e^{-P/73340}$$

表 1 能量沉积效率函数(公式 14)

P/Pa	$A1$	$t1$	$A2$	$t2$
5066	114.94	802.53	—	—
10132	114.94	381.97	—	—
40530	114.94	92.02	—	—
81060	114.94	40.52	3.582	818.59
123616	114.94	25.09	5.119	373.67
151987	114.94	19.82	7.02	175.08
182385	114.94	15.96	8.901	112.38
202650	114.94	14.16	9.83	92.43
253312	114.94	11.06	11.33	66.32
303975	114.94	9.05	12.49	51.79

气体组成为 He:Ar:Xe = 34.7:34.7:0.267

能量沉积效率函数参数 $A2$ 与气体总压力 P/Pa 的关系:

$$A2 = 1.655 - 2.899 \times 10^{-6} P + 3.779 \times 10^{-10} P^2 - 8.298 \times 10^{-16} P^3$$

能量沉积效率函数参数 t_2 与气体总压力/Pa 的关系:

$$t_2 = 51.79 + 6453e^{-P/34536} + 456.3e^{-P/75782} \quad (16)$$

如果把公式(14),(15)和(16)代入(13)式,则能量沉积是泵浦腔直径和气体总压力的复杂函数. 但总的趋势是:当气体组成比一定时,如不考虑 ^3He 对中子的屏蔽效应,则能量沉积效率随泵浦腔直径和气体压力的增大而增高.

3.3 ^3He 气体对能量沉积密度的影响

如果泵浦腔内 ^3He 分压为 P^{He} ,则泵浦腔内每立方厘米的 ^3He 数为 $N_{He} = P^{He} \times 6.03 \times 10^{23}/22400$. 把 N_{He} 代入(3)式,再把(3)式和 $E_{(n,p)}$ 值代入(2)式得单位体积内的能量沉积与 ^3He 分压 P^{He}/Pa ,中子注量率 $\phi(\text{n}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{cm}^{-2})$,反应截面 σ/cm^2 ,泵浦腔内能量沉积效率 β 之间的函数关系式:

$$\rho = 32.41 \times P^{He} \times \sigma \times \phi \times \beta, \quad (17)$$

式中, ρ 为泵浦腔内单位体积的能量沉积,单位为 W/cm^3 .

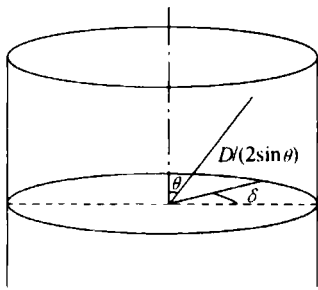


图 2 泵浦腔坐标示意图

$^3\text{He}(n,p)\text{T}$ 反应的热中子截面很大,为 5186b,因此泵浦腔内的 ^3He 气体对中子有自屏蔽效应,即腔中的中子分布是非均匀的. 当泵浦腔壁上某一点上原始中子注量密度为 ϕ_0 的中子通过激光气体到达泵浦腔中轴上某一点时,其通过气体的距离为 $(D/2)\sin\theta$ (如图 2 所示). 假设中子注量密度是各向同性的,则泵浦腔中轴上的中子注量密度为

$$\phi = \phi_0 \int_0^1 e^{-2.692 \times 10^{19} P^{He} \cdot \sigma \cdot \frac{D}{2\sqrt{1-\mu^2}}} \cdot d\mu, \quad (18)$$

式中 $\mu = \cos\theta$. 把公式(13),(18)代入(17)式,则能量沉积密度是气体压力和泵浦腔直径的复杂函数. 它不但考虑了核反应产物离子的平均飞行自由程,也考虑了 ^3He 对中子的自屏蔽效应.

3.4 最佳能量沉积时的泵浦腔直径与 ^3He 气体分压的关系

气体组成一定时(下文取 $\text{He}:\text{Ar}:\text{Xe} = 34.7:34.7:0.267$),能量沉积密度与泵浦腔直径的关系见图 3. 当气体压力一定时,能量沉积密度随泵浦腔直径变化的函数有一极大值,这是由于随着泵浦腔直径的增大,能量沉积效率增高,但 ^3He 对中子的自屏蔽效应也增大,图 3 的曲线是这两者的竞争结果. 由图可见,在最佳能量沉积密度点附近, ^3He 分压低时,泵浦腔直径的微小变化对能量沉积密度影响不大,但当 ^3He 分压高时,泵浦腔直径的微小变化对能量沉积密度影响很大. 由图 3 中的极大值点可拟合最佳能量沉积

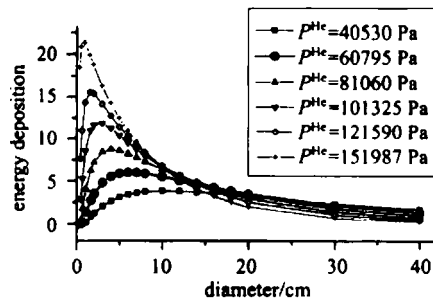


图 3 能量沉积密度与泵浦腔直径的关系

密度时的泵浦腔直径与 ^3He 气体压力/Pa的关系式如下:

$$D = 22.08 - 3.896 \times 10^{-4} P^{\text{He}} + 2.412 \times 10^{-9} (P^{\text{He}})^2 - 5.009 \times 10^{-15} (P^{\text{He}})^3. \quad (19)$$

4 讨论

$^3\text{He}(n,p)\text{T}$ 反应的热中子截面为 5186b,如果这时泵浦腔直径为 30mm,长为 600mm(实际的探测器要小得多,采用该参数主要便于在理论上与文献相比较),所有中子都慢化为热中子,则能量沉积效率由(13)式计算为 61.62%,把 σ 与 β 值代入(17)式,则泵浦腔内单位体积的能量沉积为:

$$\rho = 1.04 \times 10^{-14} \times P^{\text{He}} \times \phi_n. \quad (20)$$

(20)式中的 1.04×10^{-14} 常数与文献[1]发表的结果非常接近,他们的常数为 1.02×10^{-14} ,两者相差 2%,这说明我们的理论模拟计算结果是合理的.

文献[1]中研究的是 $^3\text{He-Ne}$ 核泵浦激光作为中子探测系统,但由于 $^3\text{He-Ne}$ 激光器的能量转换效率没有 $^3\text{He-Ar-Xe}$ 系统高,因此灵敏度没有 $^3\text{He-Ar-Xe}$ 系统高.

随着核反应 $^3\text{He}(n,p)\text{T}$ 的进行, ^3He 的分压将下降,系统的灵敏度将会有所降低.幸运的是, ^3H 能通过 β 衰变(半衰期 12.32 年),又生成了 ^3He ,对 ^3He 的分压下降起到了遏制作用,延长了系统的使用寿命.



激光腔中 ^3He 和氚原子数的数量可以用下面的式子表示:

$$\begin{aligned} \frac{dN_1}{dt} &= \lambda N_2 - \sigma \phi_n N_1, \\ \frac{dN_2}{dt} &= -\frac{dN_1}{dt}, \end{aligned} \quad (21)$$

式中 N_1 是 ^3He 原子数, N_2 是氚原子数, σ 是 $^3\text{He}(n,p)\text{T}$ 反应截面, λ 是 ^3H 的衰变常数, ϕ_n 是中子注量率.解方程(21)得到以下解:

$$\begin{aligned} N_1(t) &= \frac{\lambda(N_{10} + N_{20})}{\lambda + \sigma \phi_n} + \frac{\sigma \phi_n N_{10} - \lambda N_{20}}{\lambda + \sigma \phi_n} \times \exp\{- (\lambda + \sigma \phi_n)t\}, \\ N_2(t) &= \frac{\sigma \phi_n(N_{10} + N_{20})}{\lambda + \sigma \phi_n} + \frac{\sigma \phi_n N_{10} - \lambda N_{20}}{\lambda + \sigma \phi_n} \times \exp\{- (\lambda + \sigma \phi_n)t\}, \end{aligned} \quad (22)$$

式中 N_{10} 是 ^3He 核素在 $t=0$ 时的核数, N_{20} 是 ^3H 核素在 $t=0$ 时的核量.在 $t=0$ 时, $N_{20} = 0$.随着核反应 $^3\text{He}(n,p)\text{T}$ 的进行, ^3H 核素的数量逐渐增加,但增加到一定时刻, ^3H 核素的数量将保持稳定(如图 4 所示,中子注量率为 $1 \times 10^{12} \text{ n/cm}^2 \cdot \text{s}$),这种特性对于堆芯区域中子探测器来说非常有意义.

由(11)式对 N_{Xe} 微分得: $R_{\text{Xe}} = 0.063\%$,假设激光腔直径 $D = 30\text{mm}$,腔长 L 为 300mm ,则由(19)式得 $P^{\text{He}} = 8.838 \times 10^4 \text{ Pa}$.在研究激光本征效率与气体总压力的关系时^[4],提出了激光本征效率应是总压力 P/Pa 的二次函数. Hebner 等^[7]的实验结果也证实了我们提出的理论模型,实验结果拟合的曲线如下

$$\epsilon = 4.351 \times 10^{-5} P - 1.942 \times 10^{-10} P^2. \quad (23)$$

公式(23)对气体总压力 P 微分,并令一阶导数等于 0,则求得最佳本征效率时,气体总压力为 $P = 1.12 \times 10^5 \text{ Pa}$. 由 P, P^{He} 及 R_{Xe} ,求得 Ar 气体的分压为 $P^{\text{Ar}} = 2.355 \times 10^4 \text{ Pa}$. 由这些参数和本文推导的系列公式,求得该激光系统的本征效率为 3.05%,能量沉积效率为 50%. 如不考虑谐振腔性能改变和 ^3He 气体泄漏,则该中子探测系统对中子注量率的响应函数如图 5 所示,激光输出与中子注量率成正比.

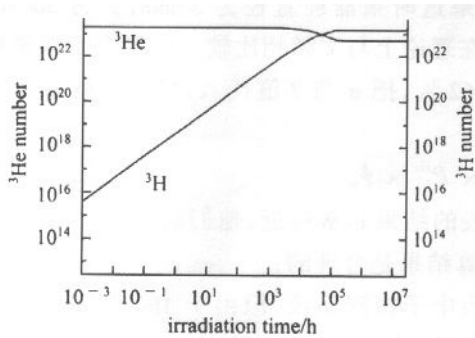


图 4 泵浦腔内每克氦气中 ^3He 和 ^3H 的核数随辐照时间的变化情况

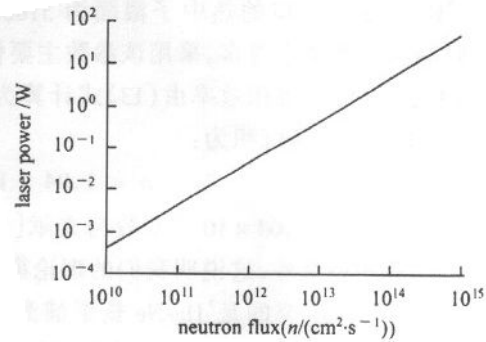


图 5 中子探测系统对中子注量率的响应函数

这种探测器的实际使用寿命还依赖其他一些相关的问题:如辐射对激光器的损伤,受辐照过的谐振腔产生的光学噪音,以及裂变碎片的溅射导致的 ^3He 气体的泄漏等.

5 结论

本文讨论了基于核泵浦 $^3\text{He-Ar-Xe}$ 激光的中子探测系统,并且探讨了核泵浦激光的能量沉积问题,研究了泵浦腔参数对能量沉积的影响,根据实验数据提出了泵浦腔直径对能量沉积效率、气体总压力对能量沉积效率以及 ^3He 气体分压对能量沉积密度和能量沉积效率的关系式,为研制这种中子探测系统做出了理论准备.

^3He 气体的自恢复效应,对于这种探测系统是有利的,表明探测器的灵敏度可以在中子辐照条件下在较长时期内保持稳定而无须更换激光气体. 输出的激光信号没有电子噪音,这对于用液体金属作为冷却剂的快中子增殖反应堆来说更为有用,因为液体金属冷却剂是电的良好导体^[1].

通过本文的研究,我们看到,本系统具有突出的优点,如结构简单^[3]、容易进行信号转换并且在中子辐照条件下灵敏度稳定等,适合作为反应堆堆芯区中子探测系统.

参考文献 (References)

- 1 Olumura A, Soramoto S et al. Nucl. Inst. & Meth., 1991, **A306**:530
- 2 WAN Jun-Sheng, JING Chun-Yuan, JIANG Fei-Jun et al. Laser and Optonics Progress, 2001, **9**: 4 (in Chinese)
(万俊生,景春元,蒋飞军等,激光与光电子学进展,2001,9:4)
- 3 WANG Jun-Sheng, CHEN Li-Xin, ZHAO Zhu-Ming et al. A Optimized Design of Rectangle Pumping Nuclear Reactor Pumped Laser, Proc. of 2001 Workshop on Utilization of Research Reactors, Nov. 5-9, 2001, Beijing, China, p1-5

- 4 Lamb W E. Phys. Rev., 1964, A134:1429
- 5 WAN Jun-Sheng, JING Chun-Yuan, CHEN Da et al. High Power Laser and Particle Beams, 2001, 13(6):701 (in Chinese)
(万俊生,景春元,陈达等. 强激光与粒子束, 2001, 13(6):701)
- 6 WAN Jun-Sheng, JING Chun-Yuan, CHEN Da et al. High Power Laser and Particle Beams, 2001, 13(4):413—417 (in Chinese)
(万俊生,景春元,陈达等. 强激光与粒子束, 2001, 13(4):413—417)
- 7 Hebner G A, Hays C N. J. Appl. Phys., 1993, 74:3673

Theoretical Studies on the New System of Neutron Flux Measurement in the Nuclear Reactor

WAN Jun-Sheng PAN Xiao-Bing ZHAO Zhu-Min CHEN Li-Xin
JING Chun-Yuan WANG Dao-Hua
(Northwest Institute of Nuclear Technology, Xi'an 710024, China)

Abstract The neutron measurement system based on the Nuclear Pumped Laser (NPL) techniques was explored in this work utilizing the relationship between the neutron flux and the NPL laser power. Following the studies on the mechanism of the NPL, the laser intrinsic efficiency and the energy deposition efficiency in the laser cell of this system were theoretically studied in detail. A laser pumping mechanism was proposed. The variation of sensitivity with working time and the response function on neutron flux was discussed. The feasibility of this neutron measurement system was demonstrated theoretically.

Key words nuclear pumped laser, neutron detector, nuclear reactor