

光束方法计算固体激光棒内 泵浦能的分布

陈炎兴 李元康 黄镇江 范滇元

(中国科学院上海光机所)

提 要

在低速电子计算机上计算了氙灯泵浦光在玻璃棒中的分布, 计算结果与实验基本一致。讨论了提高泵浦均匀性的几个问题。

Pumping energy distribution in solid laser rods calculated with the light beam method

Chen Yanxin Li Yuankang Huang Zhengjiang Fan Dianyuan

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica)

Abstract

Distribution of xenon lamp pumping energy in Nd glass rods have been calculated with a low-speed computer. The calculation results are in basic agreement with the experimental ones. Some problems on improving pumping uniformity are discussed.

一、引 言

均匀泵浦将提高固体激光器的输出能量, 减少输出光束的发散角。但是通过实验方法企求凑出成套的高均匀泵浦程度的器件系列是不大可能的。激光器问世不久, 有人试图通过理论途径来解决, 有二本书^[1, 2]对此作了详细介绍。其中, 为许多人采用的分析方法^[3], 不可能具有实际上的意义。D. R. Skinner^[4]采用 monte-carlo (随机) 方法在

电子计算机上进行数值计算, 虽然方向是正确的, 但因考虑过于简单, 计算结果和实验也还不能比较。所以, 这个问题长期来没有得到解决。现在, 劳伦斯·利弗莫尔实验室和日本已利用高速电子计算机解决了这个问题, 但其方法未见具体报导。

我们在物理上, 在几方面提出了较为符合实际的新模型, 又在多处作了实际所能允许的简化, 并首次采用光束方法来处理氙灯发出的光能量, 因此我们在低速的电子计算

收稿日期: 1979年5月14日。

机 TQ-16 上得到了和实验数据基本一致的
计算结果, 已经可以用来为设计泵浦均匀的
固体激光器服务。

二、物理模型

我们的目的是由氙灯内的光能分布
 $L_0(r_0, \varphi_0, z_0, \lambda, t)$ 计算出棒状工作物质内
的光能分布 $L(r, \varphi, z, \lambda, t)$ 。它包含空间、
波长和时间三个方面。

在时间方面, 虽然实际氙灯内的电流是
时间的函数, 但在计算中, 我们认为氙灯的发
光强度及光谱组成都保持不变。我们也假设
铍玻璃的吸收系数在泵浦过程中近似不变,
已有实验事实支持这一假设。

在光谱方面, 铍玻璃对泵浦光的吸收、氙
灯发射光和氙灯对自己发出光的吸收都是波
长的函数, 本文对此三者都作了考虑。

在空间方面, 有人考虑的是三维模
型^[4,5], 有人作了二维的简化。我们认为, 有
足够的理由可以把问题考虑为较简单的二维
模型; 关于氙灯的模型, 有的人把它看作一个
Lambert 面发光源^[4,5,13], 有的人把它作为
一个具有较大厚度的面发光源^[13], 我们认为
把氙灯等效为一个具有自吸收性质的均匀发
光的体光源比较符合实际; 关于铍玻璃棒磨
毛侧面的性质, 有人^[7]假设, 泵浦光入射到侧
面上某点后, 透射光以 Lambert 定律形式分
布, 我们的实测结果是, 透射光以正态规律散
布, 且均方差因入射角而异; 此外, 我们同其
他作者^[5]大致相同地考虑了泵浦光在各个
折射界面上的透射系数和聚光器反射率的影
响。

1. 二维模型

在空间上, 将 r, φ, z 三维模型简化成
 r, φ 二维模型, 不但由于减少了计算量而乐
于采用, 从实际上看, 由于激光器二端的端盖
的反射, 把有限长度的灯、棒和聚光筒“反映”
成了无限长, 并且由于器件长度远大于棒、灯

的直径, 也远大于聚光筒的横截尺度, 所以是
容许的。

2. 氙灯等效为具有自吸收的均匀体光
源

D. R. Skinner 等^[4,5]把氙灯等效为一个
Lambert 面发光源, 即氙灯只在灯表面发
光, 并且在与面元的法线夹角为 θ 的方向上
的发光强度 $I(\theta) \sim \cos \theta$ 。实际上, 光是由充
满氙灯内部体积的氙等离子体发出的, 因此
我们把氙灯考虑为强度均匀地分布在灯体积
内的并在 2π 弧度内均匀发射光的各个区
域体积的总组合, 并考虑到氙灯的自吸收——
各区域发出的光在达到灯管内壁前受到其它
等离子体的吸收。

3. 光在铍玻璃磨毛侧面后面的折射分
布符合正态分布

我们通过实验, 测量了光在铍玻璃片磨
毛面上的折射, 该毛面是用 200# 金钢砂磨成
的。

测量装置如图 1 所示, 用 He-Ne 光束作
为入射光, 折射光强用硅光二极管 2CU 测
量, 该二极管可以平行地移动, 以测量散布在
不同方位上的折射光强度。

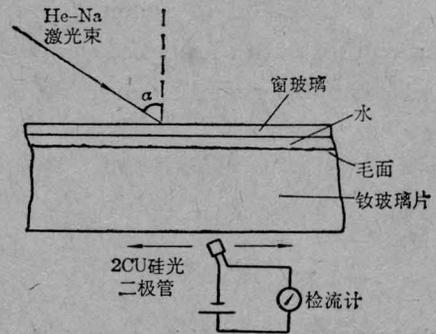


图 1 光通过磨毛界面后折射光
强角度分布的测量

在铍玻璃磨毛界面上, 光束入射角 α 为
 $0^\circ, 22^\circ, 40^\circ$ 和 47° 时测得的折射光强分布
见图 2 所示。入射角 α 在 22° 以下时, 折射
光强的分布对 y 轴是对称的, 入射角 α 增大
时, 稍有不对称。由于所使用的铍玻璃片尺

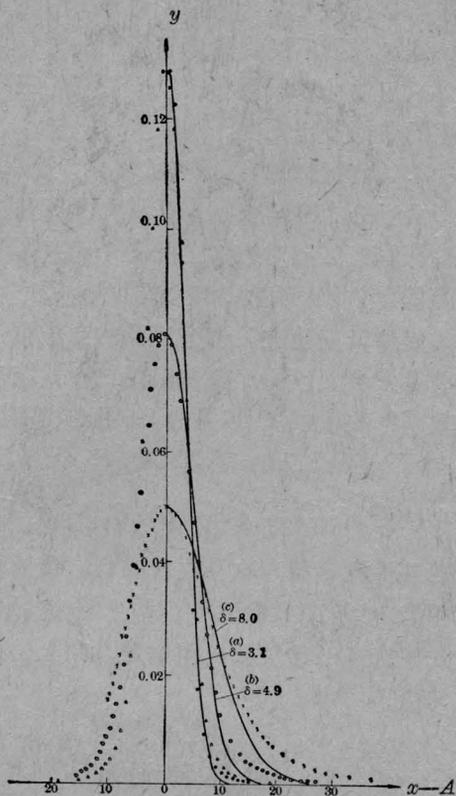


图2 平行细光束以各角度 α 入射到铍玻璃磨毛侧面后面的透射分布符合正态分布规律

●— $\alpha=0^\circ$ 的实验点； ○— $\alpha=22^\circ$ 的实验点；
△— $\alpha=40^\circ$ 的实验点； ×— $\alpha=47^\circ$ 的实验点

曲线(a)—正态分布曲线

$$N(0, 3.1) = \frac{1}{\sqrt{\pi} \cdot 3.1} e^{-\frac{x^2}{2 \cdot 3.1^2}}$$

或
$$N(19, 3.1) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot 3.1} e^{-\frac{(x-19)^2}{2 \cdot 3.1^2}}$$

(b) 正态分布曲线

$$N(34, 4.9) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot 4.9} e^{-\frac{(x-34)^2}{2 \cdot 4.9^2}}$$

(c) 正态分布曲线

$$N(40, 8.0) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot 8} e^{-\frac{(x-40)^2}{2 \cdot 8^2}}$$

寸不够大的缘故，入射角 α 为 47° 时的实验点没有测完整。图2上还示出了均方差为 $\sigma=3.1$ 、 4.9 和 8.0 的三条正态分布曲线

$$N(A, \sigma) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma} e^{-\frac{(x-A)^2}{2\sigma^2}}$$

为了表示上的方便，相应于四组数据的 y 轴平移了四个不同的 A 值， A 是界面为光面时的折射角（分别约为 0° 、 19° 、 34° 和 40° ）。

从图2中可以看出，入射角 α 为 0° 和

22° 的二组实验点和 $\sigma=3.1$ 的正态分布曲线相当重合，入射角 α 为 40° 和 47° 时的实验点与 $\sigma=4.9$ 和 8.0 时的正态分布曲线重合得还比较好。因此，我们认为，光从水中以任何角度 α 经过毛面入射到铍玻璃中去时，折射光强在方位角上的强度分布的规律用正态分布 $N(A, \sigma) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma} e^{-\frac{(x-A)^2}{2\sigma^2}}$ 描写是可以的，其中 A 是界面为光面时的折射角数值， σ 则如下确定：当入射角 $\alpha < 35^\circ$ 时，取 $\sigma=3.1$ ，当 $35^\circ \leq \alpha < 43^\circ$ 时，取 $\sigma=4.9$ ，当 $\alpha \geq 43^\circ$ 时，取 $\sigma=8.0$ 。

这个散射，在计算上，我们用 monte-carlo (随机) 方法处理。首先产生二个在 $(0, 1)$ 上均匀分布的随机数系列 r_1 和 r_2 [6]，再由 $V_0 = \sqrt{-2 \ln r_1} \cos 2\pi r_2$ 产生符合标准正态分布 $N(0, 1) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{x^2}{2}}$ 的随机数 V_0 [7]，然后从 A 及 σ 值通过 $V_a = \sigma \times V_0 + A$ 产生满足任意正态分布

$$N(A, \sigma) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma} e^{-\frac{(x-A)^2}{2\sigma^2}}$$

的随机折射角度值 V_a [8]。

4. 光谱

注意到被铍玻璃所吸收的氙灯光不均匀地分布在很宽的光谱波长上，铍玻璃的吸收系数也分布在很宽的频率上，并且包含了多个吸收峰，每个吸收峰的形状不相同。为了使计算结果达到高的精度，需要在全部波长范围内以相当小的间隔进行计算。为了不使计算量过大，我们在波长上进行了“归并”，即对于吸收系数数值不同的不同波长，在把相应的氙灯发射光谱系数相加后，合在一起只算一次。这个“归并”使计算量减少了约5倍。

氙灯的自吸收系数也是波长的函数，从文献[9, 10]看，自吸收系数随波长变化的幅度似乎不太大，我们把它取为常数 $0.06/\text{毫米}$ ，从而不致于大大增加计算时间，今后酌情可作适当变动。我们在计算中使用自吸收系数的地方有二处，一是氙灯内某区域发出的

光在穿出氙灯前所受到其它等离子体的自吸收,二是灯光经聚光器反射后,如再穿越氙灯,也受吸收。

5. 聚光器的反射系数和各折射面上的透射系数

本计算允许聚光器的反射系数取小于1的任意值,并允许泵浦光在激光器内作任意多次反射。

本计算还考虑了氙灯等离子体发出的光在氙灯灯管内壁、水套表面和钽玻璃侧面三个界面上的透射系数,即考虑了不同入射角度时具有不同的反射损失,所使用的公式是^[11]

$$T = 2n_2 \cos i \cos r \left[\left(\frac{1}{n_2 \cos i + \cos r} \right)^2 + \left(\frac{1}{\cos i + n_2 \cos r} \right)^2 \right]$$

其中 n_2 是折射介质对入射介质的相对折射率, i 为入射角, r 为折射角。

三、计算方法

选用计算方法时所考虑的是,如何使计算快,而误差小。

1. 光束方法

氙灯发出的光能量如用几何“光线”携带,考虑到间隔相等的一束光线经过聚光筒反射或经过圆形的水套和钽玻璃棒界面的折射后,这个间隔会变得不相等,间隔本身也随着传播距离在变化。这种“缩小、放大”效应,只有通过计算密度很大的许多光线,才能体现出来,因此在较低速度的 TQ-16 机上实行是比较困难的。

我们采用光束方法计算氙灯发出的光能量。具体方法是,首先用折射定律的代数方法公式组^[12]计算光在圆表面的折射,并用自己建立的公式组计算光在椭圆或圆聚光器上的反射,用这二个公式组计算光束的轴的轨道。然后引用文献[12]计算光束的焦点、放

大率和横截尺寸。

通过利用不同途径计算得到的数据与上述公式组的计算结果相比较,证明这三个公式组的使用是正确的。

2. 棒内区域的划分方式

由于分布在棒内某个区域内的能量值是通过计算该区域对进入它的各个光束所吸收的能量之总和得到的,考虑到减小概率统计上的起伏,应使进入各个区域的光束数目不要差得太多。为此,我们采用二个线族来划分玻璃棒的横截面,一是用 24 条角度间隔都为 15° 的直径,二是和棒同心的 16 个同心圆,其半径为 $r_i = \frac{\sqrt{i}}{4} R_0$, $i=1, 2, \dots, 16$, R_0 为玻璃棒的半径。这样分成的各区域的面积都相等,为 $\pi R_0^2 / 24 \times 16$ 。显然,在这种划分方式下,易于比较径向和圆周方向上的泵浦均匀性。

四、结果和讨论

我们利用本程序计算了一个由双灯双椭圆聚光器泵浦的直径为 20 毫米的浓度为 3% 和 1.2% 的棒状钽玻璃激光器^[13]的泵浦能分布(图 3),由于泵浦的对称性,图 3 中只表示了 $\frac{1}{4}$ 棒截面上的分布。虽然泵浦能和增益是二个不同的量,但由于该器件的增益分布(图 4)是相当均匀的($\sim 80\%$),这时泵浦能分布应和增益分布相当一致,实际计算得到的泵浦能分布(图 3)和实验测得的增益分布(图 4)基本一致,二者的差别约为 5~10% 左右,差别较大的区域主要在 y 轴附近。考虑到实验所用的装置在聚光器形状、灯棒的尺寸和位置等几何参数本身的不规则性,上述结果应该说是相当满意的了。它证实了我们采用的物理模型和计算方法是基本正确的,是能够反映光泵过程的客观规律的,另一方面它也提示了进一步改进的方向。

我们的目标是为大型激光系统中放大器

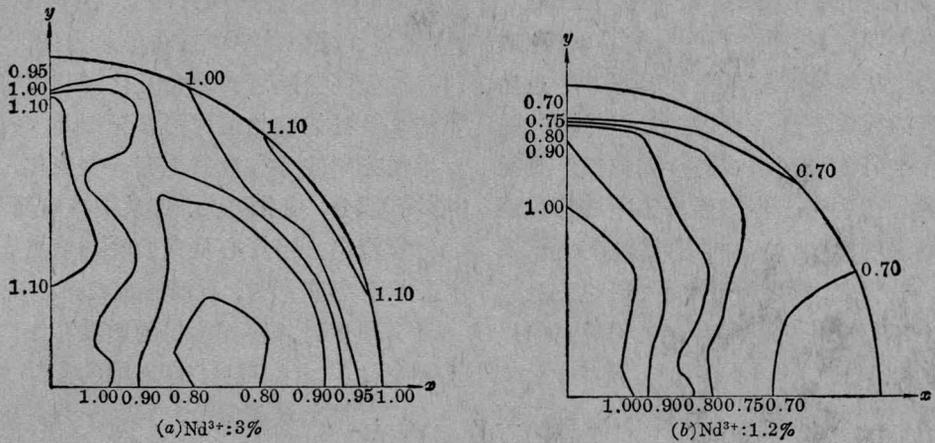


图3 计算得到的泵浦能分布

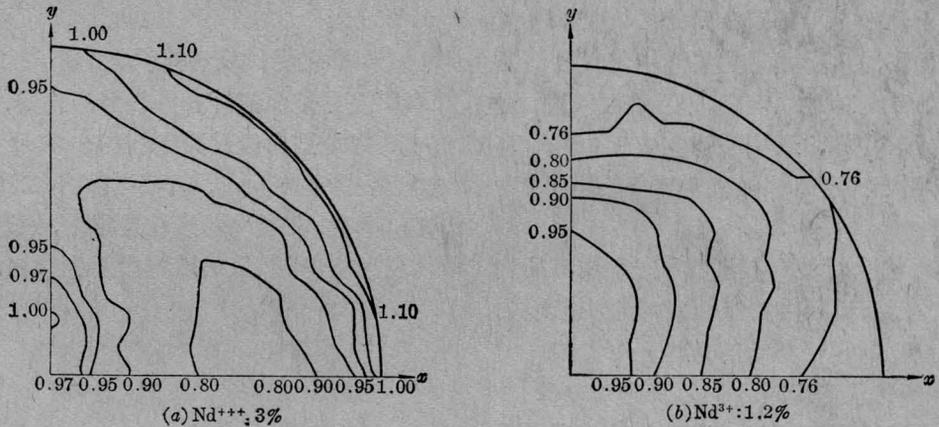


图4 实验测得的增益分布

系列的最佳设计提供可靠的依据和计算方法。上述计算机程序已能提供若干有实际意义的结果。下面就如何提高泵浦均匀性作几点讨论。

1. 如何提高半径方向的泵浦均匀性

在灯和棒的中心分置于椭圆聚光筒的两个焦点上或附近的情况中，泵浦光进入玻璃棒后，如不考虑吸收，泵浦光从棒的外围到中心逐渐会聚，其会聚程度受到灯的直径尺寸的影响，当灯的直径为无限小时，发出的所有光都将穿过棒心，会聚程度最高，当灯的直径为有限尺寸时，灯心之外的区域发出的、在方向上不通过焦点的光不能进入棒心。由此可推断，灯的直径小，会聚作用强，反之，直径

大，会聚作用较小。但是，会聚所导致的光强的增加并不是简单的线性关系。再考虑玻璃吸收对泵浦光造成的减弱作用。某光束在其传播方向上，由经过距离决定的减弱是一个指数函数的线性组合，

$$I(x) = \sum_{\lambda} g(\lambda) e^{-AB(\lambda)x},$$

其中 λ 是波长， $AB(\lambda)$ 是铍玻璃的吸收系数， $g(\lambda)$ 是氙灯发射光谱系数，而且由于实际的氙灯直径为有限大小，光束的传播方向大多不和棒的半径方向重合，所以由吸收所导致的减弱也呈现复杂的情况。泵浦光进入铍玻璃棒后，同时受到吸收和会聚二种作用的制约，综合产生的结果是很复杂的，只当二者相

平衡时,才能得到高的增益均匀性。

计算表明,对浓度为3%的 $\phi 20$ 玻璃棒,如把氙灯直径从现有的 $\phi 16$ 减小,虽然原为强区的棒中心进一步增强,但外围的强区和二者之间的弱区都减弱;如把氙灯直径加大,则外围将进一步增强得比中心区域还要高。这说明,现已达到的80%均匀度已接近极限。换言之,对该钕玻璃棒,通过改变氙灯直径,不可能使吸收和会聚达到更好的平衡。

然而,对于浓度为1.2%的玻璃,由于泵浦密度从中心向外单调地下降,外围和中心区域之间不存在低谷,如增大灯的直径,将使棒的外围及中心与外围之间的区域上的泵浦密度都提高,从而使它的泵浦均匀性可能超过浓度为3%时的均匀度。因此可以说,对 $\phi 20$ 的钕玻璃棒,最佳浓度应低于3%。可以想象,对于直径较大的钕玻璃棒,最佳浓度将更低。

由此可见,为了在直径方向得到高的均匀程度,在设计器件时,要同时考虑到玻璃的浓度和氙灯的直径尺寸的选择。

2. 如何提高圆周方向的泵浦均匀性

测量和计算都指出,当玻璃浓度为3%和1.2%时,在氙灯的所有可能位置上,在棒的圆周方向上, x 轴附近区域总是一个弱区,但与 x 轴夹角为 60° 左右的方向上则总是存在一条略微弯曲的强区,它是固有的。因此,如欲在圆周方向上得到高的均匀程度,采用六灯照明是适宜的,这时各支氙灯产生的强区和弱区,彼此之间能得到一定的补偿,从而提高均匀性。

3. 激光器的加工精度要求

计算指出,氙灯直径由原值(16毫米)改变1毫米时,所产生的泵浦密度相对值(各取棒心处为1)的变化数值,在棒的外围部分约为5%,在 $1/2$ 棒直径处约为2~3%,据此,我们可对氙灯的直径精度提出适当要求。

计算还指出,灯、棒间的距离变化时,虽

然如前所述,在圆周方向上, x 轴附近总为弱区,与 x 轴夹角 60° 左右处总为强区,但其相对的强弱差距可有较大变化,例如,在棒半径的 $2/3$ 处的变化情况可参见图5。与此同时,半径方向的分布数值也有一些变化,在棒的外围部分,变化更大,这从图6中可以看到。计算指出,当灯心从聚光器的焦点上移动甚至只有半毫米时,泵浦分布已产生变化。移动1毫米时,实验测得的增益分布图已有明显变化。由此可见,灯和棒的支架的调节装置应当是比较精密的,同时对氙灯灯管的直度也有要求。

4. 聚光筒的反射率变化对泵浦能分布影响不大

计算表明,玻璃棒吸收的泵浦能量中的10%左右是由氙灯直接辐照产生的,其余的90%则全是由经过聚光筒的一次反射后照射进去的光产生的,不存在经历二次反射的光。因此,在器件的运转过程中,聚光筒银皮的反射率降低,虽对效率会产生影响,但对增

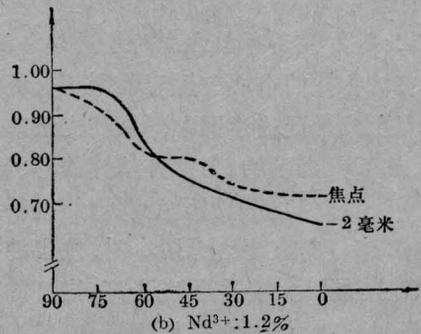
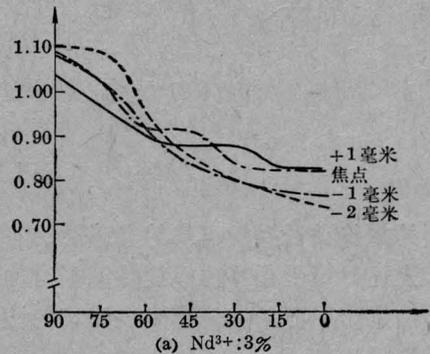


图5 灯心位置变化时在半径的 $2/3$ 处圆周上泵浦能密度分布的变化

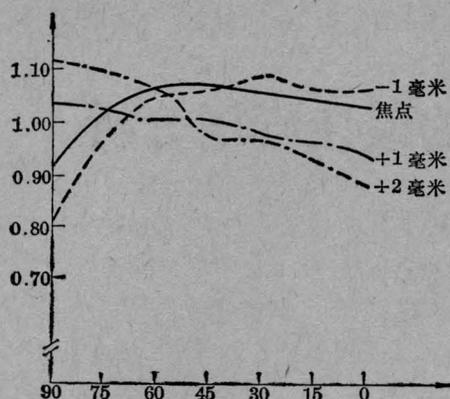


图6 灯心位置变化时在半径 $r=0.9R_0$ 处 $1/4$ 圆周上泵浦能密度分布的变化

益的分布形状没有大的影响。

最后指出, 从本计算虽然不能得到效率 η (=激光能量/电容器贮能) 的绝对数据, 但是通过比较钹玻璃棒吸收的泵浦能总和的数值, 是可以判断出不同构形器件相对效率高低的。

参 考 文 献

- [1] "Laser Handbook", edited by F. T. Arecchi, E. O. Schulg-Dulois, 1972, 497~528.
- [2] D. Ross, Laser Light Amplifiers and Oscillators, Academic Press, 1969, 406~421.
- [3] 例如: *Appl. Phys.*, **3**, (1974), 957; 左铨如;《激光》, **4**, No. 5 (1977), 35.
- [4] O. R. Skinner, J. Tregellas-Williams, *Australian J. P.*, **19** (1966), 1.
- [5] 徐立, 贺大径;《激光》, 1978, **5**, No. 5~6, 85~86.
- [6] 中国科学院沈阳计算所等;《电子计算机常用算法》, 1976, 521.
- [7] 张建中;《数学的实践和认识》, 1974, No. 4, 33.
- [8] E. C. 温特切勒著, 崔明奇译;《概率论》, 1961, 266.
- [9] John H. Goncz, P. Bruce Newell; *JOSA*, 1966, **1**, 56 (1966), 87~92.
- [10] J. L. Emmett, A. L. Schawlow; *J. Appl. Phys.*, **9**, 35 (1964), 2601~2604.
- [11] M. Born, E. Wolf; *Principles of Optics*, 1964, 40.
- [12] 王之江;《光学设计理论基础》, 1964.
- [13] AD722337, 1970.

科学札记

用激光透照法取出手指金属异物

最近, 我们用氩-氖激光透照方法取出了手指中遗留的缝纫机针异物。

治疗时, 进行常规食指消毒, 局麻下用 250 毫米的氩氖激光管, 输出功率为 1.7 毫瓦, 正对食指照射。在被照射食指的另一侧看到了整个手指呈淡红色透亮区, 于甲缘下有一横向小阴影, 在阴影一端作小切口, 纵深剖入时触及残留异物为缝纫机针。用蚊式止血钳插入, 发现针头断端, 夹住拔出。其断针

头一枚长为 0.6 厘米。手术进行顺利、无出血。

这种透照方法, 对于定位金属异物比 X 透视更为准确、简单。我们认为手指、足趾、面颊、唇、耳等比较容易透光之软组织内遗留的不透光异物都可使用激光透照法进行手术, 如果使用功率较高的 He-Ne 激光透照检查, 就有可能开展较增厚组织部位的异物取出手术的可能性。

(广东省肇庆地区第一人民医院激光室)