

## 强 光 光 学 效 应(II)

刘 领 豪 赫 光 生

(中国科学院上海光学精密机械研究所)

### 四、强光自聚焦、自调制与自加宽效应

在普通弱光辐射通过一般透明光学介质时,由于线性电极化效应,折射率与人射光强无关,因此光束的传播特性不受光强变化的影响,而只由介质的光程分布所决定.在强激光入射作用下,由于三次非线性电极化效应的结果,使得光学介质的折射率发生了与人射光束光强分布有关的附加变化,从而导致光束传输特性的相应变化.由三次非线性电极化强度一般表示式出发,很容易导出介质在光波场强值  $E$  的强光入射作用下所引起的折射率变化为

$$\Delta n = n_2 E^2, \quad (7)$$

式中  $n_2$  表示与人射光强(它正比于  $E^2$ )成正比的折射率变化的系数,亦称为非线性折射系数.由上式可看出,当入射激光束横截面内的光强分布为不均匀时,将在介质内引起空间非均匀的折射率变化,从而有可能对入射光束产生会聚或者发散作用,这就形成所谓自聚焦效应或自散焦效应<sup>[1,2]</sup>.

深入的研究表明,强光作用下引起介质折射率变化的物理机制可以是多样的,其中包括了电子云的感应畸变(响应时间  $10^{-14}$ — $10^{-15}$  秒)、光场感应克尔效应(响应时间  $10^{-11}$ — $10^{-12}$  秒)、光场感应电致伸缩效应(响应时间  $10^{-8}$ — $10^{-9}$  秒)以及光热效应(响应时间  $10^{-3}$ —1 秒)等.

当入射光为连续状态,或随时间变化较慢的状态,此时发生的自聚焦过程为稳态和准稳态过程,其特点是所导出的自聚焦公式可认为

与时间无关.设入射激光束为准平面光波,横向光强呈高斯分布,则入射到具有三次非线性电极化效应(并且  $n_2 > 0$ )的传输介质后,所形成的自聚焦焦点距离公式为<sup>[3]</sup>

$$z_f = K / [\sqrt{P} - \sqrt{P_0}], \quad (8)$$

这里  $P$  为入射光功率,  $P_0$  为刚能产生自聚焦效应时的临界光功率,  $K$  为介质与  $n_2$  值有关的常数.在准稳态情况下,  $P$  表现为时间  $t$  的慢变化函数  $P(t)$ , 则(8)式仍然成立,只不过此时  $z_f(t)$  随  $P(t)$  单值地同步变化而已.

当入射光为变化较快的短脉冲时,将呈现出动态自聚焦的特性.此时自聚焦焦点位置随时间将发生非常复杂的多值变化:

$$z_f(t) = K / [\sqrt{P(t - n_0 z_f / c)} - \sqrt{P_0}], \quad (8')$$

式中  $n_0$  为普通情况下介质的弱光折射率,  $c$  为真空中光速.沈元壤教授等,曾经深入地研究了动态自聚焦行为,并取得了出色的成果<sup>[4-6]</sup>.成果之一是表明了自聚焦焦点的运动、焦点的分裂以及一定条件下焦点的运动速度可以超过光速;成果之二是证明了动态自聚焦过程中瞬态光波导的存在,从而解释了自陷效应和丝状通道结构;成果之三是解释了自调制现象与自加宽现象.

在动态自聚焦的发生过程中,所产生的运动焦点附近的局部光强可显著高于其余介质区域内的光强,因而必将引起更大的感应折射率变化.由于持续时间极短的局部区域(运动焦点附近)内折射率变化  $\Delta n_i(t)$  的存在,势必会引起一部分传输光束本身经受到快速相位变化的影响:

$$\Delta\phi(x) = \frac{2\pi\nu_0 L}{c} \cdot \Delta n_t(x), \quad (9)$$

式中  $\nu_0$  为入射光频率,  $L$  为光束在非线性质内的传输路程。按傅里叶分析原理, 相位的快速变化必将同时导致这一部分光束的频谱加宽, 其值为

$$\Delta\nu(x) = -\frac{\partial}{\partial t} \left[ \frac{\nu_0 L}{c} \cdot \Delta n_t(x) \right]. \quad (10)$$

由(9), (10)两式表示的效应分别称为由运动焦点引起的自相位调制效应和自频谱加宽效应。

为克服在激光器系统中由自聚焦效应引起的有害影响(如工作物质破坏和输出亮度降低), 应力图使激光束截面内横向光强分布均匀; 此外, 则应力求降低工作物质的  $n_2$  值。开展自聚焦效应的研究, 也有助于人们了解介质的三次非线性电极化特性, 并为后来进一步研究一些新的效应(如光学相位共轭、瞬时全息光栅、光学双稳态等), 奠定了基础。

## 五、光学相位共轭效应

在激光技术出现以前和出现以后相当长的一段时间里, 在光学范围内至少有两种设想是不可能实现的: 其一是设计一种完全可逆的光学系统; 其二是设计一种能自动消除各种象差和传输畸变影响的光学成像系统。在七十年代中期以后迅速开展起来的相位共轭效应的研究成果, 已经使得上述两种设想在原则上有了实现的可能<sup>[7]</sup>。

设有一单色准平面光波沿  $x$  轴方向入射到某一种特定的光学介质中, 其入射光波的场强可写为如下形式:

$$E_1(\mathbf{r}, t) = A_1(\mathbf{r}) \cdot e^{i(\omega t - kx)} - E_1^*(\mathbf{r}) \cdot e^{i\omega t}, \quad (11)$$

式中  $A_1(\mathbf{r})$  为单色准平面波的复振幅函数, 它表示实际波面偏离理想平面波面的情况, 或者说它表示入射波所携带着的特定空间光程分布信息; 而  $E_1(\mathbf{r})$  则表示该入射波场不随时间作简谐变化的函数部分。若进一步假设借助于特

定的光学介质内发生的某种强光光学过程, 使得在上述入射波场所经过的空间区域存在着第二个反向传输的单色准平面波场; 它具有如下形式的特殊场分布:

$$E_2(\mathbf{r}, t) = A_1^*(\mathbf{r}) \cdot e^{i(\omega t + kx)} - E_2(\mathbf{r}) \cdot e^{i\omega t}. \quad (12)$$

将上式与(11)式相比较可看出, 两种波场的空间变化函数有如下的复共轭关系:

$$E_2(\mathbf{r}) = A_2(\mathbf{r}) \cdot e^{ikx} = A_1^*(\mathbf{r}) \cdot e^{ikx} - E_1^*(\mathbf{r}).$$

综上所述,  $E_1(\mathbf{r}, t)$  波和  $E_2(\mathbf{r}, t)$  波的传输方向相反, 而在空间同一点上的场振幅分布具有复共轭的关系, 将这样一对特殊的光波, 称为相位共轭波。

设  $E_1(\mathbf{r}, t)$  波在入射到特定的非线性光学介质前, 经过了一个光程无规起伏的非均匀扰动介质, 则其复振幅函数  $A_1(\mathbf{r})$  中包含了这种波面畸变的不良影响。如果借助于某种机制从特定的非线性介质内能“反射”出一种相位共轭波  $E_2(\mathbf{r}, t)$ , 则其反向通过扰动介质后, 所受到的第二次畸变影响, 正好与入射波第一次经过扰动介质后所经受到的畸变影响相互抵消, 从而在二次经过扰动介质之后, 能真正恢复到未经扰动前的初始入射波面情况。基于这种原理, 利用相位共轭波技术, 可实现真正的光学可逆系统或无象差传输成像系统; 此外, 还可用于光学象的波长转换、增强和复原处理等方面; 依据同样的原理, 还可制成高亮度激光器, 以及用于激光自动瞄准打靶等方面<sup>[7]</sup>。

相位共轭效应的最早实验观察, 是1972年苏联学者在研究有机液体的反向受激散射过程中进行的<sup>[8]</sup>, 但当时和以后相当长一段时间内, 没有对所看到的现象给出解释和予以注意。1976—1977年, 美国学者先后从理论上提出了用三波混频以及简并四波混频等方法产生相位共轭波的建议<sup>[9,10]</sup>, 其后不久在实验上就用简并四波混频方法成功地获得了相位共轭波<sup>[11]</sup>。以后, 有关光学相位共轭效应的研究很快引起人们的重视, 并获得很大的进展。

到目前为止, 产生相位共轭波的方法有多

种,包括四波混频法、反向受激散射法、三波混频法以及光子回波方法等。其中最常采用的是简并的四波混频方法,对其产生过程的理论分析与实验研究均进行的比较深入<sup>[21]</sup>;在理论解释方面可采用两种模型:一是四波混频模型,另一是感应全息光栅模型<sup>[22]</sup>。对于用反向受激散射(包括布里渊散射、拉曼散射和瑞利散射)产生相位共轭过程所给出的早期理论解释,看来尚有问题,在这些解释中试图把相位共轭反射波的产生与散射过程的本质联系起来,但这样就很难解释为什么不同的散射机制导致同样的共轭反射波的结果。现在看来,这些受激散射实验所得到的相位共轭反射波的结果,很可能在实质上仍是一种四波混频所导致的结果。

在实验上,简并的四波混频方法通常是由同一台激光器输出并经适当的分束装置所形成的三路光束进行的,其中二束较强的(泵浦)光束从两个相反的方向重合入射到具有三次非线性电极化特性的特定介质中;而第三束较弱的但含有空间波面变化信息的信号光束,与泵浦光束成一微小角度入射到非线性介质内的同一作用区域,在此情况下,将在与入射信号光束正好相反的方向上,产生相位共轭反射波。可用感应全息光栅模型解释上述效应:一束泵浦光与信号光同时作用的结果,将在非线性介质内引起折射率的感应变化并形成瞬时全息相位光栅,而另一束泵浦光则起读取光束的作用,从而可在信号光束的反向产生再现波,亦即相位共轭反射波。

与其他方法相比,用简并四波混频的方法产生相位共轭反射波具有一系列优点,其中包括不要求相位匹配,可使用的非线性介质的选择范围比较广,非线性反射率比较高等。目前,已在一系列气体(如 Na 汽, SF<sub>6</sub> 气等)、液体(如 CS<sub>2</sub>, BDN 染料液等)、固体(如红宝石, Si 单晶, HgCdTe 晶体等)以及液晶等介质中,用简并四波混频方法产生了较强的相位共轭反射波的输出。按反射波与入射信号波的功率或能量比值定义的非线性反射率  $\bar{R}$  可做到大于 1,在某些

实验研究中,甚至可获得  $\bar{R} = 100$  的高反射增益值<sup>[24]</sup>。在所有这些实验中,都观察到相位共轭反射波,能自动消除扰动介质的象差或波面畸变影响的效果。

## 六、光学双稳态效应

光学双稳态效应,是指光学介质或光学元件的透过率或反射率,在入射光的不同光强作用下,可以发生人们能够预测或能够加以控制的变化,而这种变化的根源,又在于光学介质折射率相对于入射光强的依赖性<sup>[15,16]</sup>。

众所周知,普通法-珀干涉仪或标准具,对普通弱光入射而言,在入射光波长、入射角度、干涉仪间距以及腔内介质折射率为给定的情况下,整个干涉仪的光学透过率为一定值,并且与入射光强的变化无关。但当强光入射而干涉仪腔内又放置有非线性介质时,情况则起了根本的变化。例如,当腔内含有三次非线性电极化特性的透明光学介质时,法-珀干涉仪的透过率可表示为

$$T = I_t/I_0 = \left\{ 1 + F \sin^2 \left[ \frac{2\pi}{\lambda} d \cdot \cos \theta' \cdot (n_0 + n'_2 I_1) \right] \right\}^{-1}, \quad (13)$$

式中  $I_0$  为入射到干涉仪上的初始入射光强,  $I_t$  为由干涉仪出射的透过光强,  $I_1$  为腔内光强;  $F = 4R/(1-R)^2$ , 这里  $R$  为干涉仪的镜面反射率,  $d$  为干涉仪的镜面间距,  $\lambda$  为入射光波长,  $\theta'$  为腔内光束行进方向与反射镜法线方向间的夹角,  $n_0$  为腔内所含介质弱光作用下的普通折射率,  $n'_2$  为腔内介质与腔内光强  $I_1$  成正比的感应折射率变化的比例系数。由 (13) 式可看出,干涉仪装置的透过率与腔内光强  $I_1$  有关,将不再是一常数。但另一方面按法-珀干涉仪理论,腔内光强  $I_1$  与入射光强  $I_0$  之间又可通过下式联系起来:

$$T = \frac{1-R}{1+R} \cdot \frac{I_1}{I_0}, \quad (13')$$

将方程 (13) 与 (13') 两式联立,消去  $I_1$  后即可得到透过率  $T$  相对于入射光强  $I_0$  的依赖关系。

简单的作图求解方法即可表明,在强光入射作用下, $T$ 一般表现为 $I_0$ 的多值函数;与此相应,透过光强 $I_t$ 随入射光强 $I_0$ 的变化,一般不再表现为直线关系,而是呈现出形状复杂的曲线关系。通过适当的非线性介质的选择和工作参数的确定,可使得整个干涉仪装置的上述工作特征曲线,呈现出与电子学线路装置中的放大器、限幅器、削波器以及触发开关元件等系统相类似的工作特征曲线,特别是在一定条件下,亦可呈现出类似于磁滞回线形状的工作特征曲线<sup>[17]</sup>。到目前为止,已分别在内含气体(如Na等金属蒸汽)、固体(如红宝石)、液体(如CS<sub>2</sub>和染料液)以及液晶(如MBBA)等非线性介质的法-珀干涉仪装置中,以共振或非共振的激光作入射激励,成功地观测到光学双稳态效应。特别是最近一、二年来,两种微型半导体(GaAs和InSb薄片)法-珀干涉仪型光学双稳态装置的研究成功,使得整个装置的体积大为减小,所需的人射光强有明显下降,而装置的开关响应时间得到较大幅度的压缩,因而为今后进一步研制小型实用化的光学双稳态元件建立了良好的开端<sup>[18]</sup>。

除了上面主要介绍的内含非线性光学介质的纯光学控制的法-珀干涉仪型双稳态装置外,还同时发展了另外一种内含线性电光晶体并且采用辅助光电反馈控制的法-珀干涉仪型双稳态装置<sup>[19]</sup>。此情况下,由于腔内电光晶体折射率的变化正比于反馈控制电压,而后者又正比于透射光强 $I_t$ ,从而也就相当于正比腔内光强 $I_i$ ,因此整个装置的工作原理与上面分析过的基本相同。这种双稳态装置的主要优点是对入射光强的要求比较低,对入射光波长的选择性不明显,而缺点则是要求配有辅助的光电反馈控制系统。

利用光学双稳态装置的适当的工作特性曲线(亦即输出-输入光强曲线),可分别实现光学微分放大器、光学三极管放大器、光学限幅器和削波器、光学快速开关、光学计数与记忆元件等。以发展的眼光来看,开展光学双稳态效应的研究,对今后集成光学、信息光学、光学逻辑

回路以及光学计算机技术的发展,会有很大的促进作用。

## 七、瞬态相干光学效应

### 1. 瞬态相干作用的条件和特点

所谓瞬态相干光学效应,是指比较短的或者随时间快速阶跃变化的激光脉冲,在与特定的共振介质发生相互作用的过程中,所表现出来的一些特殊的瞬态变化现象,其中包括自感透明现象、光子回波现象、光学章动现象、自由感应衰减现象以及近些年开始研究的超荧光现象等。

产生瞬态相干作用的条件,首先是被作用的介质必须是共振介质,亦即介质内存在着与人射光频率发生共振的能级结构;其次是入射光脉冲的持续时间 $\tau_0$ 或阶跃式脉冲变化的特征时间 $\tau'_0$ 足够短,以至满足如下条件:

$$\tau_0 \text{ 或 } \tau'_0 \ll T_2, T_1, \quad (14)$$

式中 $T_1 \approx \tau_{sp}$ 称为介质共振跃迁的纵向弛豫时间,这里 $\tau_{sp}$ 为激发态粒子的荧光辐射寿命;而 $T_2 \approx (\Delta\nu_{in})^{-1}$ 称为介质共振跃迁的横向弛豫时间,这里 $\Delta\nu_{in}$ 为共振跃迁谱线的均匀加宽宽度。

由(14)式可看出,由于我们所考虑的强光与共振介质相互作用的时间过程是相当短的(以 $T_2$ 和 $T_1$ 为衡量尺度),所以可称作是“瞬态”的作用过程;另一方面,在小于 $T_2$ 和 $T_1$ 的时间范围内,可认为入射光场在时间上是前后完全相干的,而介质内的粒子体系,由自发辐射和其他各种均匀加宽机制所导致的无规弛豫行为可完全忽略,亦即所有粒子都可认为同步(同相)地与相干入射光场发生作用并交换能量,因此可把这种过程称作是“相干”的作用过程。

瞬态相干作用过程的特点之一,是共振介质粒子体系在入射光场作用下所表现出的发光行为,具有相干同步辐射的性质,因此辐射光强正比于粒子数密度的平方;特点之二,是共振介质对入射光场的反应特性,不仅与某一考察时刻的光波场强值 $E(t_0)$ 有关,而且与这一时刻

前所有其他时刻的场强值  $E(t < t_0)$  有关——从数学上来看, 意味着介质对入射光场的反应特性, 与其说决定于某考察时刻的瞬时值  $E(t_0)$ , 不如说决定于该时刻以前入射光场强  $E(t < t_0)$  相对于时间的积分。

## 2. 自感透明效应<sup>[20]</sup>

设有一满足条件(14)式的单色强短激光脉冲入射到某种共振介质中, 当入射光波场强  $E(t)$  相对于时间的积分满足下面的特殊条件时

$$\theta_0 = \frac{2\pi p_0}{h} \int_{-\infty}^{\infty} E(t) dt = 2\pi, \quad (15)$$

式中  $h$  为普朗克常数,  $p_0$  为粒子共振跃迁的平均电偶极矩; 则入射光脉冲在共振介质内的传输过程中, 其脉冲的形状和能量大小将保持不变, 亦即介质对入射光脉冲而言呈现出完全“透明”的特点, 这就是自感透明效应, 满足这种条件的脉冲称为  $2\pi$  脉冲。分析表明, 对于更一般地满足  $2\pi\left(m - \frac{1}{2}\right) < \theta_0 < 2\pi\left(m + \frac{1}{2}\right)$  的入射光脉冲而言, 在共振介质的传输过程中有逐渐分裂为  $m$  个分立的稳定  $2\pi$  脉冲的趋势。

理论分析可表明,  $2\pi$  脉冲在共振介质内的传播速度  $v$  满足如下条件:

$$\frac{1}{v} - \frac{n}{c} = \frac{1}{2} \alpha_0 \tau_0, \quad (16)$$

式中  $c$  为真空中光速,  $n$  为介质折射率,  $\tau_0$  为稳定的  $2\pi$  脉冲的时间宽度。对共振吸收介质来说,  $\alpha_0 > 0$  为有效的弱光吸收系数, 此时有  $v < c/n$ , 这意味着传输速度减慢; 对共振放大介质而言,  $\alpha_0 < 0$  为小信号增益系数, 此时有  $v > c/n$ , 这意味着传输速度增快——此情况下出现的  $2\pi$  脉冲的表现超光速运动, 是脉冲前沿不断由介质获得能量, 而脉冲后沿不断把能量反馈给介质的结果。

由以上的说明中可看出, 利用自感透明效应, 在原则上可实现光脉冲整形、变速以及计数等特殊技术。

## 3. 光子回波效应<sup>[21]</sup>

设在满足瞬态相干作用的前提下, 有两个

强短光脉冲相继入射到特定的共振吸收介质中, 其中第一个脉冲满足  $\theta_0 = \pi/2$  条件(称为  $\pi/2$  脉冲), 而第二个脉冲满足  $\theta_0 = \pi$  条件(称为  $\pi$  脉冲), 两脉冲的入射时间间隔为  $\tau_1$ , 则在  $\tau_1$  小于  $T_2$  和  $T_1$  的条件下, 在第二个脉冲入射以后的一定时刻, 介质将在空间确定方向上发射出第三个定向相干光脉冲, 这就是所谓光子回波脉冲, 它与第二个人射脉冲的间隔恰好近似等于  $\tau_1$ 。光子回波的强度、偏振与光谱分布等特征与介质的能级结构、跃迁参数、弛豫与加宽性质等多种因素有关。此外, 理论与实验研究都表明, 可将光子回波用于光学相位共轭技术中<sup>[22]</sup>。

到目前为止, 已在多种共振介质(主要是低温晶体以及低压气体或蒸汽)中成功地观察到光子回波效应并研究了这些过程的规律性; 而且这种研究已由二能级单光子作用系统, 开始推广到多能级多光子作用系统。利用光子回波效应, 不但可以研究介质的有关物理性质, 而且从发展的眼光来看, 光子回波效应亦可用于光脉冲可控延迟与光脉冲二进制计数等特种技术中。

## 4. 光学章动效应

当一外界强光场突然入射到共振介质中, 或者突然中止入射两种情况下, 共振介质对入射光场的吸收或放大行为, 并不是单调连续地随入射光场而变, 而是在小于  $T_1$  和  $T_2$  的时间范围内, 呈现出明显的弛豫振荡特点, 这可通过对透射光强随时间变化的直接测量中看出。与上述两种作用情况相对应的弛豫振荡行为, 分别称之为光学章动效应和自由感应衰减效应。下面仅以光学章动效应为例加以简短说明。

设入射光场为一阶跃脉冲, 在  $t < 0$  时入射光场振幅  $E_0(\omega, t) = 0$ , 而在  $t \geq 0$  时间范围内  $E_0(\omega, t) = E_0$  (常数)。理论分析表明, 在  $t \geq 0$  而又小于  $T_1$  和  $T_2$  的时间范围内, 经过共振吸收介质后的透射光波的场强振幅  $E_t(\omega, t)$  将是时间的周期性或准周期性函数, 该光场振幅随时间作阻尼式振荡变化的频率为

$$\Omega = 2\pi\rho_0 E_0 / \hbar, \quad (17)$$

$\Omega$ 称为拉比(Rabi)频率,它与入射光振幅 $E_0$ 成正比,这里 $\rho_0$ 为介质粒子共振跃迁平均偶极矩, $\hbar$ 为普朗克常数.随着时间的进一步延伸,起伏振荡逐渐减弱,最后在大于 $T_1$ 和 $T_2$ 的时间范围内,过渡到不随时间变化的稳态行为.

由于透射光场振幅随时间所作的阻尼式振荡行为,与共振介质的谱线宽度和加宽性质等因素有直接关系,因此可通过光学章动效应的研究,获得有关介质的许多有价值的信息.

\* \* \*

除本文上面介绍的内容以外,还有一系列强光光谱学效应、强光击穿效应、强光光压和光悬浮效应、强光加速粒子、强光推进(动力)、强光多光子电离与离解、强光光电导与光电发射、强光化学与强光生物学效应等,也是人们十分重视和感兴趣的强光光学研究课题,但限于篇幅,不能一一在此介绍.

### 参 考 文 献

- [1] R. Y. Chiao et al., *Phys. Rev. Lett.*, **13**(1964), 479.
- [2] Y. R. Shen, *Prog. Quantum Electron.*, **4**(1975), 1; J. H. Marburger, *Prog. Quantum Electron.*, **4**(1975), 35.
- [3] P. L. Kelley, *Phys. Rev. Lett.*, **15**(1965), 1005.
- [4] M. M. T. Loy, Y. R. Shen, *IEEE J. Quantum Electron.*, **9**(1973), 409.
- [5] M. M. T. Loy, Y. R. Shen, *Phys. Rev. Lett.*, **22**(1969), 994; **25**(1970), 1333.
- [6] Y. R. Shen, M. M. T. Loy, *Phys. Rev. A.*, **3**(1971), 2099.
- [7] A. Yariv, *IEEE J. Quantum Electron.*, **14**(1978), 650.
- [8] Б. Я. Зельдович и др., *Письм. ЖЭТФ*, **15**(1972), 160.
- [9] A. Yariv, *Opt. Commun.*, **21**(1977), 49.
- [10] R. W. Hellwarth, *J. Opt. Soc. Am.*, **67**(1977), 1.
- [11] D. M. Bloom, G. C. Bjorklund, *Appl. Phys. Lett.*, **31**(1977), 592.
- [12] A. Yariv, D. M. Pepper, *Opt. Lett.*, **1**(1977), 16; R. L. Abrams, R. C. Lind, *Opt. Lett.*, **2**(1978), 94; **3**(1978), 205.
- [13] G. Martin, R. W. Hellwarth, *Appl. Phys. Lett.*, **34**(1979), 371; D. G. Steel et al., *Appl. Phys. Lett.*, **35**(1979), 376.
- [14] D. M. Bloom et al., *Opt. Lett.*, **2**(1978), 58.
- [15] A. Szoke et al., *Appl. Phys. Lett.*, **15**(1969), 376.
- [16] H. M. Gibbs et al., *Phys. Rev. Lett.*, **36**(1976), 1135.
- [17] F. S. Felber, J. H. Marburger, *Appl. Phys. Lett.*, **28**(1976), 731.
- [18] H. M. Gibbs et al., *Appl. Phys. Lett.*, **35**(1979), 451; D. A. B. Miller et al., *Appl. Phys. Lett.*, **35**(1979), 658.
- [19] P. W. Smith et al., *Appl. Phys. Lett.*, **30**(1977), 280; *IEEE J. Quantum Electron.*, **14**(1978), 207.
- [20] П. Г. Крюков и др., *УФН*, **99**(1969), 169; В. С. Летохов, *ЖЭТФ*, **56**(1969), 402; S. L. McCall et al., *Phys. Rev.*, **183**(1969), 457.
- [21] N. A. Kurnit et al., *Phys. Rev. Lett.*, **13**(1964), 576; I. D. Abella et al., *Phys. Rev.*, **141**(1966), 391.
- [22] C. V. Heer, P. F. McManamon, *Opt. Commun.*, **23**(1977), 49.

## 微波的生物效应

曹菊良 胡仁明

(上海交通大学) (上海第二医学院)

### 一、引 言

人体内各种元素的电子有规则地运动着,电子运动必然有电磁辐射.微波是一种快速交变的电磁场.当微波辐射到人体上时,体内的电子及离子在库仑力及洛伦兹力作用下作交变

的螺旋运动,并与周围大分子、离子频繁地碰撞.体内离子极化方向也交变地旋转.微波的作用,改变了人体内电荷的正常运动状态,造成人体特异感觉或发生某种现象,这叫场力效应.由于电磁场的集肤效应,微波频率愈高,波长愈短,则微波的穿透深度愈浅.有场力效应时也伴随有热效应.若微波功率较小,在电磁场作用