

综 合 评 述

光学中的非线性现象

В. С. Летохов

在研究光学现象的时候，一般认为，在透明介质或真空中，光的传播、反射及折射特性与光束的强度或相应介质中其他光束的存在无关。这种论点就是所谓光学迭加原理的内容。但是，对于光束的传播与它和其他光束的相交无关的性质，早已有人提出了怀疑。在真空和物质中检验迭加原理的首次实验，是瓦维洛夫进行的。

瓦维洛夫指出：“如果存在着迭加原理的破坏，可以预料，只有在光功率很强的时候，这一原理才被明显的破坏。”因此，他在实验时，用了当时最强的实验室光源——高压火花，并且建议，在日冕附近探求迭加原理的破坏，因彼处功率很大的光束在大体积内互相交叉。

瓦维洛夫的实验表明：在没有物质的空间中，在光束强度的极大范围内，迭加原理都是成立的。但是，在研究强光束通过吸收介质（铀玻璃）时，瓦维洛夫和他的助手观察到了迭加原理被破坏的现象。这是“非线性光学”的第一个实验。

最近几年，巴索夫、普洛霍洛夫和陶恩斯发明了一种新光源——激光器，或叫莱塞。激光器能辐射非常单色、且强度很高的相干光。利用激光辐射，能在实验室条件下观察到各种各样离奇的光和物质非线性相互作用的效应。例如，在透明物质中，强光束的一部分能变成倍频光束。又如，不可见红外光可以变成绿光。实验证明，在透明介质中，不同波长的光束间存在着相互作用。阿斯卡尔扬（Г. А. Аскаръян）预言的强光束在透明介质中的自聚焦，是一种相当有趣的效应。这种怪现象在于，当强光束在物质中聚焦时，在焦点后面光束并不象通常那样进行发散，而以直径仅有几微米的极细的线传播。最近，观察到了一个由卡皮采和狄拉克预言过的有趣的效应：电子从强光驻波上反射回来，这与从反射镜上反射回来一样。光与物质相互作用的非线性现象还在不断发现。现在，非线性光学已成为物理学中一个有前途的发展方向。

物质和电磁场

在强电场或强磁场的作用下，透明介质的折射率会发生改变，这一现象在上一个世纪已得到证实。

法拉第发现，不变的磁场会影响光束在玻璃中的通过。他指出，当光沿磁场磁力线传播

时，光波电矢量的振动平面(偏振面)会发生旋转。克尔发现了强电场对光传播的作用。他在处于强电场中的玻璃内观察到了光束的双折射现象。这样，无论是强电场，还是强磁场，都能引起介质的折射率产生一些改变。

因为光波有自己的电场和磁场，因此，足够强的光就能改变介质的折射率，因而也对本身的传播产生影响。既然光振荡的频率为 10^{14} — 10^{15} 赫，因此，受他们制约的折射率也以同样频率变化。如果沿第一光束的路径使另一频率的光束通过，那么后者传播速度的变化就取决于由第一束光引起的折射率的周期性的变化。这样相互作用的结果，一束光将调制另一束光，这就导致了频率为两相互作用光束的和频与差频的光的出现。

在使用弱光束的实验中，未能观察到透明介质中的光波的非线性相互作用，因为此种光束中没有足够强的电场和磁场。例如，太阳光在地面附近的电场强度为 10 伏/厘米。这种电场根据克尔效应，只能改变介质无电场作用下的折射率的 $1/10^{14}$ 。地面上阳光的磁场只有 $1/30$ 高斯左右，比地球的磁场强度小 10 倍。因此，根据法拉第效应，玻璃的折射在阳光中仅仅才改变 $1/10^{12}$ 。象瓦维洛夫用过的高压火花和高压气体放电管这类亮光源光束的电场和磁场强度，也不足以观察到光波的相互作用。要想可靠地观察到非线性光学效应，光波的电场强度应为(譬如说)原子内部电场强度的千分之一。原子内的电场强度近似等于在原子的距离上，一个电子所建立的强度：

$$E = \frac{4.8 \times 10^{-10} \text{ 静电单位}}{10^{-16} \text{ 厘米}^2} = 4.8 \times 10^6 \text{ 静电单位}$$

$$\approx 1.5 \times 10^9 \text{ 伏/厘米。}$$

在实验室中，这种功率的光束至今尚未获得。因此，瓦维洛夫为了发现光的非线性相互作用而求助于日冕，是不足为奇的。

只有在出现了相干光的量子振荡器以后，物理学工作者才获得了新的大功率光源。借用这种光，能观察到很多非线性光学现象。一九六一年，弗兰肯(P. Franken, 美国)第一次成功地完成了红宝石激光器的强光束与透明晶体的非线性相互作用实验。他把红宝石激光器的光在石英晶体中聚焦，这种光的脉冲功率为 3 千瓦，波长为 6,943 埃。这时，在辐射成分中出现了位于紫外区域的倍频振荡(波长为 3,471.5 埃)。但此谐波能量仅为激光器光束初始能量的 10^{-6} 。

接着，倍频谐波振荡的效率得到提高。从事非线性光学的第一批研究人员中，霍赫洛夫(P. B. Хохлов, 莫斯科大学)获得了倍频谐波激光辐射的高变换系数(能量的 30%)。

光的谐波振荡

当光波穿过透明晶体时，光的交变电场可以引起与原子核耦合较松的价电子的振荡。如果光波的电场暂时小于晶体内的电场，那末电子的振幅与光电场成比例，具有原子的直线性极化(见图 1)。在这种情况下，由极化原子辐射的二次光与引起极化的光，具有相同的频率和相同的振荡类型。在光的再辐射过程中产生了滞后现象，它使晶体中的光速减慢(比真空中的)。

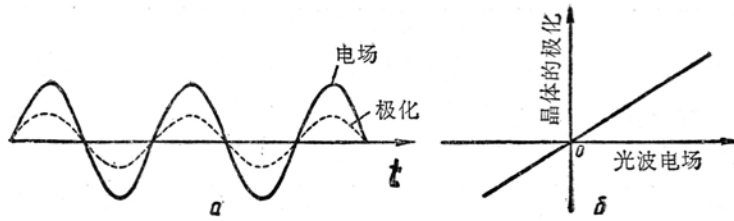


图 1

现在我们来看看具有每厘米几百万伏电场强度的强光波穿过晶体时的情况。这种强度已可与晶体内的电场强度(10^9 伏/厘米)相比较。这样强的电场已能引起原子外电子的重新分配。在此种情况下, 电荷的位移(原子的极化)就不再与光波的电场保持比例关系(见图 2)。

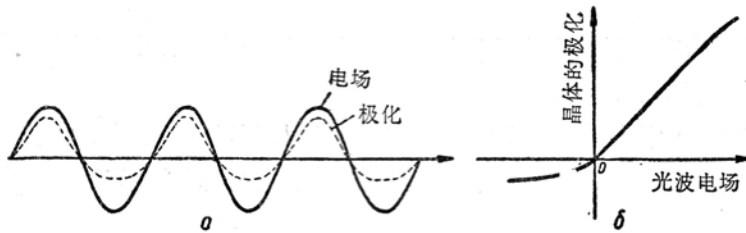


图 2

晶体的极化幅度特性成为非线性形。晶体的极化曲线变成非对称曲线(见图 2)。这种现象只在没有对称中心的晶体, 如石英中发生(我们指出, 也正是在此种晶体中观察到压电效非线性极化波在晶体中与原始光波一起传播。应)。

“失真”波不是单色的。这种波有三个部分: 激光频率 ω 上的极化分量、倍频 2ω 上的极化分量及晶体极化的不变分量。图 3 示出了非线性失真波的几个组成部分的分解。倍频极化波与原始光波一起传播, 并且由于电子振荡, 辐射出频率为 2ω 的光。但是, 几乎在所有的晶体中, 频率为 2ω 的光束都要比 ω 的小。这与色散现象——物质的折射率与频率的依赖关系——有关。这样, 倍频光波谐波就要落后于极化波。因而, 在晶体输出端上的倍频谐波(倍频谐波是由晶体中极化波传播时晶体不同质点辐射的)具有不同的位相, 因而相互减弱。在原始光变换到倍频光时, 所得的能量变换效率是很低的。

为了获得光的有效频率变换(倍频), 必须创

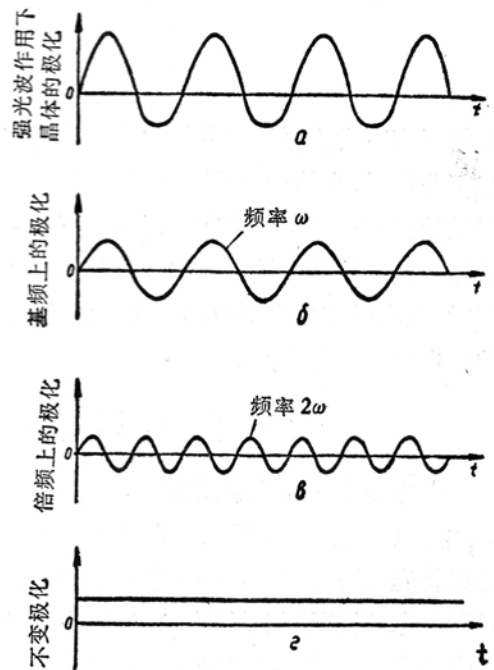


图 3

造所谓同步条件，即建立倍频谐波的传播速度与该介质中原始频率光波的传播速度相等的条件。只有在双折射非对称晶体中才能满足同步条件。依光的传播方向和电分量取向不同而有两种不同的光速，是这种晶体的特征。在这种晶体中可以选择一个方向，其中基频和倍频光束的传播速度是相同的。

应用这种介质，可以使倍频光束的功率达到原来光束的 20~30%。

在晶体中也可以观察到其他的非线性现象。如在强光波场中显示出来的晶体的不变极化便是一例(图 3 中的第三部分)。根据压电晶体(由激光器出来的强光束透过这种晶体)上的不变电压的出现记录了不变极化。实质上这个实验也就是光频上交流电的“整流”。在这里，晶体起了整流二极管的作用。

不同频率(ω_1 和 ω_2)的强光束通过晶体时，可以观察到和频($\omega_1 + \omega_2$)与差频($\omega_1 - \omega_2$)辐射。

用量子辐射理论来解释，这些过程都是光子的相互作用。其中，要有两个基频光子的湮灭才能产生一个倍频光子。

在对称晶体及各向同性介质(玻璃、液体)中，同样可以观察到非线性光学效应。在这种情况下产生极化波的对称失真(见图 4)。反向的电场产生相同的电荷位移，但是这种位移与

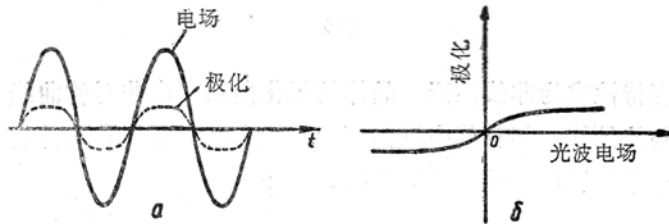


图 4

电场强度不成比例。对称极化失真波基本上由两个部分组成：第一部分——激光频率 ω ，第二部分(振幅小的一部分)——三倍频率 3ω 。可见，在对称晶体及各向同性介质中，由于非线性效应在三倍频率上产生振荡，不发生倍频谐波振荡。如果某种外部作用，如不变电场，破坏了介质的均匀性，那末介质的振幅特性就变得不相对称(在垂直方向上位移)。这时的谐波既有倍频的，也有三倍频率的。

光束的自聚焦

当非线性介质处于强光场中时，折射率的变化会导致光束的自聚焦。这种现象的观察系统见图 5。用透镜将光束聚焦于透明介质中(玻璃或液体)。在光束强度适中的情况下(见图 5, a)，光束在通过焦点后按几何光学定律发散。但当光束处于高强度时(见图 5, b)，光束到达焦点后，只用几个光波波长直径的细线光束

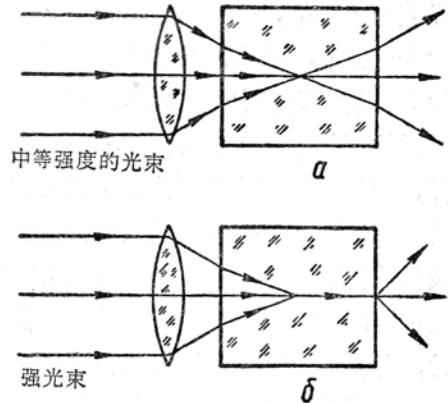


图 5

向前通过，没有任何发散现象。

产生这一现象的原因如下：在光波的强电场中，某些透明介质的折射率增高，因此，在光束聚焦点的介质折射率就要比附近的高，这样，穿过焦点后的光束在继后的行程中全反射于主光轴的一边。在介质中，强光束自己就构成光波导(形成高折射率细管)，强光束就在这一波导中传播。

自聚焦现象的研究还刚刚开始，只是作了初步的实验与计算。还有许多意想不到的现象等待着研究者去开拓。

多量子吸收

众所周知，相应于吸收量子或辐射量子能量的频率，应该符合于波尔频率条件，即终态与初态量子系统(原子、分子、离子等)能量的差等于量子能量：

$$E_2 - E_1 = \hbar\omega. \quad (1)$$

一个量子的吸收过程见图6(a)。如果光的功率相当强，那末同时可以吸收不同频率的两个量子。在这种情况下，量子系统终态与初态间的能量差等于两个被吸收量子能量的和：

$$E_2 - E_1 = \hbar\omega_1 + \hbar\omega_2. \quad (2)$$

双量子吸收的过程示于图6(b)。在半导体中特别容易观察到双量子吸收现象。在这些物质中，即使不符合波尔共振条件(1)，也同样可以发生光子的吸收。但有一点很重要：两个量子的能量之和要大于相应的禁带宽度。

双量子吸收的效率可由下面的例子推断。由红宝石激光器获得的强辐射，依靠双量子吸收，可顺利地将很多电子由价带输入到导带中去，形成这两个带的集居数反转。这种激发态的半导体本身就能产生具有相应于禁带宽度的量子能量的相干辐射。

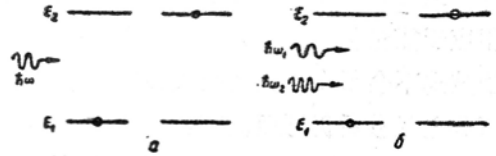


图 6

在相当强的光场中，有时能同时吸收十个甚至十五个光子。在此种场合下，多量子吸收就会导致电子从原子分离出来(电离)。

多量子电离过程的理论是苏联的凯尔迪什(Л. В. Келдыш)创立的。用原子的多量子电离现象可以解释强激光辐射在空气中聚焦时产生火花(击穿)的原因。

用多量子跃迁可以获得用普通的光谱法(单量子跃迁光谱法)不能得到的有关原子、分子及晶体结构的资料。

分子及晶体上光的散射

根据量子理论，不但价带电子的能量会量子化，而且分子及晶体中原子振荡的能量也会量子化。对原子振荡能量来说也存在着一系列分立能级。分子中原子振荡的固定摆幅，亦即振荡的固定能量，都是与每一能级相对应的。分子在吸收一个光子后，可以辐射出另一个光子。这时，被吸收来的光子的部分能量增大分子的振荡能量。

这种称为联合散射的过程示于图7。

在强光场中，晶体中的原子或者分子依靠喇曼散射的激发是合拍的：晶体中的所有分子或者原子的振荡是相一致的。在晶体中形成有很高频率（ $10^{10}-10^{12}$ 赫）的声波。在原子振荡非常协调的情况下，晶体中的高频声波的强度相当强，在个别场合下甚至能引起晶体的破坏。这就是所谓受激喇曼散射。



图7

散射光的频率与入射光频率的差值等于分子的振荡频率。分子振荡的频率取决于分子的结构及它的周围情况，每个分子都有自己特定的振荡频率组合——分子“象”。因此，分析某种物质的散射光谱，就可以确定物质的成分及各个成分间的相互作用。

非线性吸收

现在我们考虑能吸收任一辐射频率 ω 的物体。这说明，这一物体的原子具有能量差为 $\hbar\omega$ 的两个能级，而且大多数原子处于低能级上。当光束作用于这一物质时，产生两个基本过程：处于低能级上的原子吸收光子，而处于激励状态的原子发出感应辐射。第一个过程的强度与低能级上的原子数 N_1 成比例，第二个过程的强度与高能级上的原子数 N_2 成比例。因而，光束的吸收与集居数的差 $N_1 - N_2$ 成比例关系。如果 $N_2 > N_1$ ，就会产生“负吸收”，或叫光束的放大。

当光束吸收时，原子由基态跃至激发态，因而集居数差 $N_1 - N_2$ 以及吸收都同时减小。这相应于能量从光束传到吸收物质。如果落在物质上的光束功率不大，那末进入到激发态的原子数也不会很多，因此吸收强度基本上不变。此外，原子处于激发态的时间很短，一般在百万分之几秒后仍跃回基态。

但也有一些物质，激励原子处于激发态的时间可比上述情况长一千倍——千分之几秒。铀玻璃即是其中的一种。在这样的情况下，强光束被吸收后，能在很短的时间内把半数原子输入到激发态。到集居数相等（ $N_1 - N_2 = 0$ ）时，给定跃迁频率上的光吸收就停止（见图8）。之后，光束在无吸收的条件下在物质中传播。能观察到上述现象的物质称之为可变透明物质，

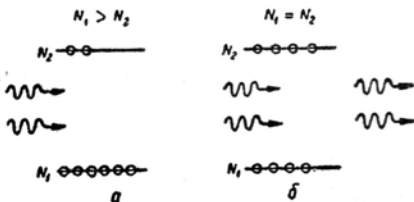


图8

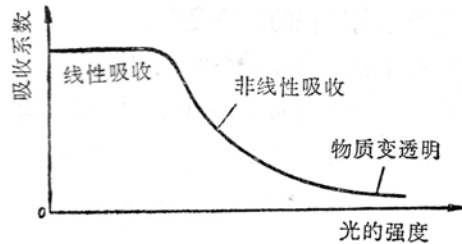


图9

图9表示出可变透明物质的吸收系数与光强度的依赖关系。

瓦维洛夫第一次在光辐射作用下于铀玻璃中观察到了物质的变透明现象。目前，应用强激光束在很多种不同的物质中可观察到非线性吸收现象。同样也做过“非线性负吸收”的实

验，即非线性放大。

非线性吸收效应是巨脉冲激光器的自动开关的基础，而非线性放大可以获得只有十亿分之一秒的短脉冲光。

非线性光学现象是变换光学波段辐射的很好的工具。不久的将来，人们就能象现在运用无线电波一样有效和熟练地运用光波。

原载 *Физика в школе*, 1966, №3, 11~18 (周稳观译, 刘玉泉校)

激光接收用探测器的选择

M. Ross

提要 在设计光频接收器时，必须考虑在微波频率可忽略的量子噪声。但是，适当设计接收器的前级，可以控制光噪声，灵敏度可以改进。

直接光探测器和光混频器是典型接收器的二种基本形式。直接光探测并不使用激光本机振荡器，而光混频器类似于外差接收的前级包括有激光的本机振荡器。

直接光探测类似于射频晶体的检波，这时，检测出载波起伏的包络，而载波频率以及相位信息则失掉了(见图1)。直接光探测器通常是平方律器件，例如光二极管或光电倍增管，在这些器件中，检波后的输出是：

$$e_0 = ae_i^2, \quad (1)$$

其中：

e_0 = 检波后输出电压，

e_i = 输入电压，

a = 常数。

只要探测到光频信号，并且考虑到光频噪声的特性，接收机的其余部分便可仿照一般的微波接收机。

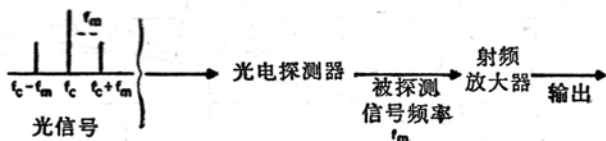


图1 受调光频信号的直接光探测，其原理类似于微波频率的视频检波。

光电倍增管的特性

最灵敏的探测器工作在可见光区域。在这一区域里，光发射效应使得可以有象光电倍增管这样的低噪声、高后探测增益的器件。光子照射在光电表面上，所打出电子的能量是：

$$E = \frac{1}{2}mv^2 = hf - \Phi, \quad (2)$$