

会议报导

波多黎各量子电子学物理问题会议

А. Н. Ораевский П. П. Пашинин
Р. В. Хохлов А. П. Шотов

一九六五年夏天(六月二十八日至三十日),在波多黎各召开了量子电子学物理问题会议。目前,由于量子电子学所涉及的研究和应用面相当广,因此组织一次有量子电子学各个方面的代表参加的会议是一项巨大的工作,它已超出了一般的会议及学术讨论会的范围。所以在波多黎各召开的会议只涉及到了量子电子学领域中的一些基本物理研究。

这里介绍给读者的材料并不是会上所有报告的详细摘录,确切些说,它只是企图在这次会议材料的基础上对量子电子学领域中的物理研究现状作一概述。更详细的资料,读者可从即将出版的会议文件汇编中获得。

一、非线性效应

会上,作了十五个关于固体、液体、气体中各种非线性光学现象的报告。

有关光的参量放大及振荡的最初实验结果的报告,吸引了人们极大的注意。这种注意并不是偶然的。光的参量振荡器是带有重调波长激光辐射的有效变换器,它可以充分利用光的相干性来解决许多科学及技术问题。

当光泵强光波通过非线性偏振晶体($P = \hat{n}E + \hat{\chi}EE$)时,晶体的介电常数对于其它频率的波来说,具有相应于光泵波的空间-时间依赖关系: $\epsilon = \epsilon_0(1 + m \cos(\omega t - kr))$ 。这就是参量现象的实质。用此种方法改变了介电常数的介质具有放大一定频率 ω_0 和 $\omega_1 = \omega - \omega_0$ 的波的特性。频率 ω_0 和 ω_1 取决于介质的散射性质及相应于激励光和发散方向间的夹角。如果在放大波的行程中放上反射镜,当增益超过在反射镜上的损耗时,这种机理就会自激发,并辐射频率为 ω_0, ω_1 的波。

应该指出,在实验中实现参量放大及振荡是一件非常复杂的事情。单从下面一点就可证实:关于建造这种装置的假设早在1962年就提出来了,但经过三年紧张的工作以后才得到最初步的实验结果。关于这方面的工作有四个报告。

在王(Ч. Ванг)和拉西特(Ж. Разетт)的报告中谈到了波长为6,328埃的He-Ne激光器辐射参量放大器的制作问题。用功率为2兆瓦的红宝石激光器的辐射频率倍增器作激励源。用

ADP 晶体作非线性物质，所达到的增益是 ~ 1 分贝。

阿赫马诺夫(С. Ахманов)、德米特利叶夫(В. Дмитриев)及科夫利金(А. Ковригин)的报告谈到了在红外区域($\lambda = 1.06$ 微米)内制造放大系数为 $3\sim 4$ 的参量放大器,用功率为30兆瓦的钽玻璃激光器的频率倍增器作为激励源。放大是在KDP晶体中进行的。

阿什金(А. Ашкин)及博伊德(Ж. бойд)的报告研究了铈酸锂晶体中波的参量相互作用。这种新出现的晶体具有一系列较好的光学特性,其中重要的一点是它的非线性极化率数值很大。阿什金和博伊特用波长为0.514微米的氩激光器作激励源,而用波长为1.15微米的He-Ne激光器作信号源。虽然在所采用的激励功率情况下没有放大,但观察到差频为 ω_1 的辐射,这给估价参量相互作用的效率及按照这个辐射的振荡阈值提供了可能。在采用单膜状态的氩激光器及带铈酸锂晶体的微调共振腔时,自激发的阈值在连续状态下为几瓦。这种功率对于氩激光器来说将在最近达到,这样就随之出现了重调频率的连续辐射源。

乔德迈因(Д. Джордмейн)及米勒(P. Миллер)的报告谈及了对铈酸锂共振腔中参量振荡效应的观察问题。激励源用的是20千瓦的钽玻璃激光器的频率倍增器。振荡阈值等于 $5\sim 10$ 千瓦。晶体的色散性质随着它的温度的改变而变化,同时辐射波长也随之变化。这种方式获得的重调波段对 λ_0 来说是 $0.97\sim 1.06$ 微米,而当 λ_1 为 $1.06\sim 1.15$ 微米时,辐射功率为15瓦。

在讨论光学中参量现象的同时,对第一、二两个报告中的倍频效率也引起了很大的注意。报告通过对一些现象,如光束的发散、谐波场对于基辐射场的逆反应、聚焦光束中扩大等问题的考察,阐述了倍频理论的未来发展,同时也谈到了能使输出功率能级扩大2、3、4倍、达数兆瓦的有效倍频器的制作问题。这种功率对于一系列现象,如火花击穿、受激喇曼散射等说来是临界值。上述现象已观察到,其结果在报告中都有所记叙。德让松(Ф. Джонсон)的报告也涉及了上述的最后一部分,他的报告是在“受激喇曼散射和塔姆-布里渊散射”中发表的。

会上,有关介质中光束同极化面自然旋转的相互作用问题,引起了人们很大的兴趣。有两个代表性的报告谈及这个问题。巴特契尔(П. Батчер)、克莱涅尔(В. Клейнер)、克勒(П. Келла)、蔡格(X. Цайгер)的和乔德迈因(Д. Джордмейн)的报告(后者未在会上宣读)表明,在一系列各向同性物质(如光学活性液体)中,正象从前所认为的那样,二级极化张量不等于零。与极化和场振幅 $P_i = X_{ij} E_j E_k$ 相联系的这一张量等于零,这是由于两个下角标对称性所要求的。这对于诸如频率分量 j 和 k 相同的谐波振荡之类的过程来说是正确的,但对各种一般情况下的频率是不正确的。这个张量(X_{ij}, j_k)内即含有相对置换下角标 j 和 k 的偶数部分,也含有奇数部分。这个奇数部分存在于光学活性介质中,是由于当两个不同频率的波通过介质时所产生的和频和差频振荡所造成的。

有关气体和液体中等离子体非线性效应的报告,在会议中占有相当的地位。但等离子体中的非线性效应,比由束缚电子所决定的固态和液态电介质中的非线性效应少几个数量级。正象布农伯根(Н. Бломберген)、欽(И. Чен)的报告中指出的那样,甚至在金属中所观察到的由表面反射回来的二次谐波,不同于等离子体表面效应,在很大程度上是由于表层离子层的非

对称所造成的。

珀香(П. Перман)、范德齐里(Ж. Ван-Дер-Циль)、马尔姆斯特察姆(Л. Мальмстрём)的有关法拉弟反效应的报告引起了很大的兴趣。我们用下面的方式来解释这个效应：决定法拉弟效应(正的)的自由能项的形式为 $F = \hat{X}HEE$ ，这里 H 和 E ——场振幅。单位体积的极化度由公式 $P = \frac{\delta F}{\delta E} = \hat{X}HE$ 确定，因此与外磁场成比例的极化率等于 $\hat{X}H$ 。张量 X 的分量与法拉弟常数成比例。

如没有外磁场，当强光场通过这种介质时，可以看到，出现的磁极化 $M = \frac{dF}{dH} = \hat{X}EE$ 与光场强度成比例。这就是法拉弟反效应。报告中列举了一些理论和实验研究*结果。应当指出，这是第一个与磁场有关的非线性光学效应，看来，可以预想最近期间非线性磁光学将得到巨大的进展。

二、喇曼散射与塔姆-布里渊散射

在会上，听取了十五个报告，其中八个是有关受激喇曼散射的，四个是有关塔姆-布里渊受激散射的。

有关受激喇曼散射最简单的单波型理论与实验数据不相符合的报告，人们极感兴趣。不相符之处有以下几点：

1. 在采用长液槽时临界效应不依赖于端面的反射特性，而当采用短液槽时就存在这种依赖关系；
2. 在长液槽中斯托克斯分量中功率的变换系数不超过百分之一，这与理论相矛盾；
3. 斯托克斯分量的功率不是泵浦功率的奇数，而不论对空间或时间来说都是偶数；
4. 斯托克斯分量的功率与泵浦功率间的依赖关系与理论推出的相反，决不是线性的；
5. 第二和更高的斯托克斯分量与基本斯托克斯分量几乎具有同一泵浦功率阈值。

在报告中，布农伯根(Н. Бломберген)对于这些存在的现象作了详细的分析，并对这些反常现象作了定性的解释。这些解释是建立在随着场强的增高，在激光辐射中存在线性通道的假想的基础上的，这些通道从一个脉冲到另一个脉冲偶然地变化着。这种辐射的相位结构相应于多波型的激光器工作状态，也是合乎情理的，并在原则上可解释这些观察到的反常现象。

瓦格涅尔(В. Вагнер)、亚特西夫(С. Ятсив)、赫尔沃尔斯(Р. Хелворе)的报告从理论上研究了泵浦起伏对斯托克斯分量性能的影响。他们证明了所辐射的前斯托克斯分量对于泵浦能值起伏很灵敏，而后斯托克斯分量并非如此。这些结论都为实验所证实，但这一方法并不能消除理论和实验结果之间的主要分歧。

伊托(Т. Ито)、塔乌姆(Х. Таум)的报告及别耳特(Ж. Берт)的报告列举了很多受激喇曼

* 原文为“Излучение”(辐射)，应为“Изучение”(研究)——译校者注。

散射的实验研究结果,似乎证明了这种现象与泵浦辐射的多波型性间存在着依赖关系。然而,在姆克-克伦格(Ф. Мак-Клунг)、瓦格涅尔(В. Вагнер)、维涅尔(Д. Вейнер)的报告中又列举了当激光器的功率不变时,第一斯托克斯分量功率同所振荡的波型数目的关系的很多实验研究结果。这些研究令人信服地证明了这种依赖关系是不存在的,可见,实践与理论间之所以存在分歧是由于有什么别的原因。

加尔马伊尔(Е. Гармайр)的报告阐明了受激喇曼散射中理论和实践间分歧的另一面。众所周知,在受激喇曼散射时,反斯托克斯分量只在一定的角度下辐射,这些角符合同步条件。如对于第一个反斯托克斯分量,这个条件具有如下形式: $Ka = 2Kn - Kc$ 。正象加尔马伊尔所阐述的,除了具有同步条件所决定的角之外,反斯托克斯分量还在其他一些非常固定的角内辐射,而且辐射结构可能是多重谱线的,也可能是扩散的。但报告没有给这种反常辐射现象以解释。

有关塔姆-布里渊受激散射报告也引起了人们足够的注意。在布农伯根(Н. Бломберген)和赫苏(Х. Хсу)、卡瓦日(В. Каваж)的报告中,把塔姆-布里渊受激散射现象解释为两个光分量与声分量之间的参量作用。在另外两个报告——勃柳埃尔(Р. Брюэр)、沙皮罗(Д. Шапиро)的报告和坦年瓦利德(П. Танненвальд)的报告——中列举了很多塔姆-布里渊受激散射实验研究结果,同时,也列举了高斯托克斯分量产生的性质。证明了这些分量的出现伴随有很大的时间移动,而且和受激喇曼散射的情况相同,第二和更高分量的起点与基分量的起点几乎没有差别。

一系列的报告指出,在几种具有高阈值的受激喇曼散射物质中,塔姆-布里渊受激散射现象产生较早,当泵浦功率增大到受激喇曼散射阈值时,塔姆-布里渊受激散射现象随即消失,但当泵浦功率继续增大时,它才又重新出现。对于这种受激喇曼散射与塔姆-布里渊受激散射间的紧密联系,暂时还未找到解释。

迈克尔(П. Мейкер)的报告谈到了液体中的非线性光散射实验,这给人们带来了很大的兴趣。我们知道,在液体中产生入射辐射二次谐波的振荡是不可能的,因为非线性宏观极化张量 $\chi_{ijk} = 0$ 。但如果个别分子不是中心对称的,在频率为 ω 场的作用下,分子可获得频率为 2ω 的极化,并在其体积中从每个分子中产生倍频的非相干辐射。这个非线性散射过程的效率较低:当入射光为 1 瓦时获得 10^{-7} 瓦的倍频辐射。除弹性散射外,当分子在过程之后还停留在原来的能态时,迈克尔还观察到了非弹性散射。与此同时,分子振动能级被激发,散射光的频率为 $2\omega - \omega_M$, 这里 ω_M 是分子的振动频率,它出现在喇曼散射中。这里所列举的测量结果与提出的理论基本相符。

三、多量子光电离及光频中的电击穿

巨脉冲状态下工作的晶体激光器的研制成功,给过去在光学范围内没有观察到的一些现象的基础研究提供了可能。除了非线性光效应、受激喇曼散射及塔姆-布里渊受激散射外,在大功率激光器聚焦情况下所产生的原子多量子光电离及气体电击穿现象,也属于这些现象

之内*。在大会分组讨论时有七个报告，都是有关多量子光电离及气体电击穿问题的。

戈耳德(A. Голд)、别勃(X. бeбб)的报告列举了在高次扰动理论基础上 Xe、Kr、Ar、Ne、He 及 H 原子的光电离截面计算结果(这五种原子分别以同时吸收红宝石激光器辐射的 7、8、9、13、14 和 8 个量子为条件)。

对氢原子的计算是最精确的，并且得出了截面数值： $\sigma = 1.3 \times 10^{-248} I^8$ 厘米²，这里，I 为辐射通量密度。计算结果表明，当功率达到可以在实验中观察到气体电击穿时，电离只能引到起始电子的出现。

佩列西尼亚(Э. Перессина)的报告中宣布了有关在低压下(小于 1 毫米汞柱)惰性气体中多量子光电离效应的实验研究。在实验中采用了单波状态下工作的红宝石激光器，这种激光器能保证在 0.62 厘米直径的光束中的通量为 10^9 瓦/厘米²。借助于焦距为 1 厘米的透镜聚焦时，其焦点区的最大场强达到 8.5×10^7 伏/厘米。测定了在焦点区集流管所收集的光电子数对光波在这个区域内电场强的依赖关系。实验结果与半经典理论的光隧道效应是定性相符的。

霍格特(A. Хорт)、麦叶伦德(P. Мейерэнд)、斯米特(D. Смит)的报告谈到气体电击穿阈值与气体压力及焦点区体积之依赖关系的实验研究。击穿场的阈值数与焦点区的体积成反比，这证明了和由焦点区出来的电子扩散有关的损耗起着重要作用。试验是利用红宝石和钽玻璃激光器进行的，这能保证定性的测定击穿阈值的频率依赖关系。

在内容上，托姆林松(P. Томлинсон)、达蒙(Э. Дамон)的报告与上述报告很相似。除了近似于上面报告中的测试工作外，报告人还研究了相对于激光器脉冲强度峰值的击穿起始时间变化与辐射峰值功率的依赖。这些测试证实了在击穿中起主要作用的不是多量子光电离，而是雪崩式过程的假想是正确的。

明克(P. Минк)的报告研究了二次谐波辐射从火花上反射的效率，这种火花是在基频脉冲辐射聚焦时形成的。他的实验是在高压氩和氮气中进行的。按二次谐波的反射信号强度估计，在火花等离子体中电子密度为 $N_e = 2 \times 10^{21}$ 厘米²。可以设想，在这种情况下，等离子体振动起着重要的作用。

费耳普斯(A. Фелпе)的报告涉及光频区强电场中气体雪崩电离的理论。在高频击穿理论及碰撞时的量子电离理论的基础上，计算出了激光辐射场中雪崩时间特性(在焦点区气体完全电离所需的时间)。假设在光波场中，激发态原子以多量子光电离作为电离条件，那末，计算所得出的雪崩进行时间与实验数据相同。

曼杰利斯塔姆(C. Л. Мандельштам)、普洛霍洛夫(A. М. Прохоров)、帕希宁(П. П. Пашинин)、苏霍德列夫(H. К. Суходрев)的报告中就激光辐射聚焦时，在空气中产生火花的机理作了研究。测试表明，在激光脉冲作用时间内，流体动力学机理对产生火花来说是最主要的。根据在爆震波沿上激光散射辐射波的多普勒频率偏移测得了波沿向透镜的移动速度为 $v = 1.1 \times 10^7$ 厘米/秒。

* 参看 Ю. П. Райзер 的“激光光作用下气体的击穿和加热”一文，刊载于 УФН, 87(1), 29, (1965)。

在 $\lambda \approx 10$ 埃区域内, 按照火花的 X 射线测得了等离子体波前的温度。测得的数据 $T_e \approx 6 \times 10^5 \text{K}$ 正好符合于在流体动力学理论上(如果利用波前移动速度的实验数据)所获得的数值。

四、气体激光器

目前在气体激光器的发展过程中又出现了新的方向——利用分子的振转跃迁进行振荡。转动能级激发态的张弛特性是应用这些跃进的物理前提。

佩特耳(Патель-贝耳电话实验室)的报告《振动能量的传输-选择激励的有效方法》报导了这一新的方向。报告中谈到了应用 CO_2 和 N_2 来实现高功率气体激光器这一问题。 N_2 分子的振动态是借助于气体放电来激励的。其状态之一(振动量子数为 $\nu=1$) 与振转态 $\text{CO}_2 00^1*$ 相近。由 N_2 向 CO_2 分子共振转移的结果, 十分有效地使 CO_2 被激励并使 CO_2 的 00^1-10^0 振转跃迁(波长 ~ 10 微米) 获得集居数反转分布。

激光的基本原理是: 在振动激发态的 N_2 分子具有足够长的寿命, 其结果能使气体放电的一部分(这里用电子产生对 N_2 的激励)从振荡部分(这里发生从 N_2 至 CO_2 的能量传输)分离出来。这就能消除放电对集居数反转的直接影响, 并能获得大功率的振荡输出。佩特耳宣称, 他曾在转换效率为 4% 的连续工作激光器中获得 15~20 瓦的功率。这对连续工作激光器来说是最大功率和最佳转换效率。要把功率提高到 50~100 瓦, 看来没有什么原则上的困难。

由于振动激发态比转动激发态有较长的寿命, 这就给纯粹热激励造成了可能性。泵浦方法是这样的: 让加热到 T_H 的气体很快地进入容器, 容器的温度 T_K 小于 T_H 。平移自由度和转动自由度最先进入热平衡, 这里它们的弛豫时间 $\tau_{\text{平移}}$ 及 $\tau_{\text{转动}}$ 比 τ_K ——确立振动自由度的时间——要短得多。这时, 在差不多 τ_K 时间的过程中, 按振动自由度的分布取决于温度 T_H , 与此同时, 按转动自由度的分布取决于温度 T_K 。

在具有能量为 $F_{\nu, R} = E_{\nu} + E_R$ 的振转态的分子数目等于:

$$N_{\nu, R} \sim g_{\nu, R} \frac{N_0}{\Sigma} e^{-E_{\nu}/kT_H} e^{-E_R/kT_K}$$

这里, 下角标 ν 是属振动态的, R 是属转动态的; E_{ν} ——分子的振动能量, E_R ——分子的转动能量, $g_{\nu, R}$ ——所研究状态的统计权重, Σ ——统计和。

形成集居数反转分布条件的要求是:

$$\frac{N_{\nu', R'}}{N_{\nu, R}} = \frac{g_{\nu', R'}}{g_{\nu, R}} > 1, \quad (a)$$

$$E_{\nu', R'} < E_{\nu, R} \quad (b)$$

由条件(a)得出结论: 当 $T_H > 0$ 及 $T_K > 0$ 时, $\frac{V_{R, R'}}{T_K} > \frac{V_{\nu, \nu'}}{T_H}$, 这里 $V_{R, R'} = \frac{1}{h}$

* 原文中为 001-100——译校者

$(E_R - E_{R'}), V_{v, v'} = -\frac{1}{\hbar} (E_v - E_{v'})$ 。对于线性分子 (它的转动能量由关系式为 $E_R = BJ(J+1)$) 得出, 这里, J ——每单位 \hbar 中分子的转动矩, B ——转动常数) 说来, 条件 (a) 和 (6) 具有形式: $\frac{\hbar V_{v, v'}}{B} > 2(J+1) > \frac{hV_{v, v'}}{B} - \frac{T_K}{T_H}$ 。从这里可以看出, 当 $T_H > 0, T_K > 0$ 时跃迁应该属于具有 $\Delta J = -1$ 值的 P 支。

要想得到集居数反转, 也可利用振动弛豫过程的另一特点——当振动能量升高时弛豫时间随之增大。

霜田光一 (K. Симода—东京大学) 的报告谈到了对 CO_2 分子加热激光的具体计算。计算表明, 当分子由热壁向冷壁扩散时可获得 $00^0 1 - 10^0 0$ 振转跃迁的集居数反转, 因为 $00^0 1$ 能态的弛豫时间为 6.7×10^{-6} 秒, 而 $10^0 0$ 能态为 1.5×10^{-6} 秒。

霜田光一还证明了: 当热壁温度为 $1,400^\circ\text{K}$ 、冷壁温度为 140°K 、 CO_2 压力为 0.14 毫米汞柱时, 可得到每米为 1.5% 的放大系数。

气体激光器的另一个发展方向是把它作为精密仪器应用于光谱学中。杰万 (Джаван)、费尔德 (Фелд) 和什洛斯别尔格 (Шлосберг) 麻省理工学院分析了用气体激光器来研究气体中的超细分裂和光谱线宽度的可能性。原理是这样的: 当存在一组十分靠近的谱线时, 饱和效应很明显地依赖于超细结构的分量宽度和频率间隔。因而当进行振荡器的频率扫描时, 通过测试其饱和度, 可得知上述有关参量的情况。

会上, 除了上述的报告外, 也作了些关于气体激光器中普通性质的研究报告: 导致原子和分子电子能级间产生集居数反转的过程、新工作物质激光器的研究及制作等。戈登 (Э. Гордон)、拉布达 (Э. Лабуда——贝耳电话实验室) 的报告谈到了氙离子激光器的激励机理; 麦克法兰 (Мак-Фарлан——贝耳电话实验室) 报导了利用双原子分子 H_2 、 D_2 、 HD 、 N_2 等气体放电激光器的制造等。麦克法兰观察到, 在 $3 \sim 8$ 微米波段处, H_2 有九个跃迁产生振荡, D_2 有四个, HD 只有一个, 而 N_2 有 13 个跃迁产生振荡。这些跃迁中有一些还是第一次观察到的。

目前, 气体激光器有很大的波长区域 (从 300 微米到紫色区)。应用各种不同工作物质在 500 条谱线上得到振荡。

在 300 微米处工作的是采用 HCN 分子束的量子放大器, 甲醛分子束量子放大器具有 400 微米处的波长。

五、半导体激光器

半导体激光器的创制是量子电子学的最新成就之一。它的转换效率高、体积小、直接把电能变为相干辐射 (在注入式半导体激光器中) 等特点决定了半导体激光器的远大发展前途。但目前, 由于它的功率太小, 故还未能广泛应用。因此, 怎样提高半导体激光器的功率成了一个重要课题, 并成了报告讨论的中心问题及会外的谈话内容。

提高功率的一个方向是应用更完善的半导体材料, 改进半导体激光器的 p-n 结的工艺

程序及结构。这种方法可提高功率1~2倍左右。目前,当通过时间为微秒级的脉冲电流时,砷化镓注入式半导体激光器的功率可达到100瓦。现在正在进行工作,把在液氮温度下的功率提高到1千瓦。在室温下脉冲为 10^{-8} 秒左右时功率可达100瓦,而在连续工作时功率则为1瓦。晶体的过热现象是功率升高受到限制的因素。因此必须采取各种措施减少半导体和接点非激活部分的欧姆损耗、改进散热性能,在采用结构上最纯净的晶体、控制掺杂物的同时,要考虑使光的非辐射复合和吸收上的损耗尽量减少。

新材料的探索暂时还没有显著地提高功率。最先获得相干辐射振荡的砷化镓,仍保持它最高功率的纪录。但过去二、三年的探索,在很多半导体材料中获得了振荡,这大大扩展了频率范围。

光激励及高速电子束激励是提高功率的一种最有前途的方向。这些方法能在半导体中造成很高的集居数反转,而且在采用电子激励及光激励时,当能量接近甚至小于禁带宽度(双量子跃迁)的情况下,可以使晶体的绝大部分得到激励。巴索夫(Н. П. Басов)的报告论述了这个问题。

为了对砷化镓晶体进行光激励,采用了在液氮温度下波长为 $\lambda=8281$ 埃的红宝石激光受激喇曼散射的斯托克斯分量。这几乎完全符合在 77°K 时砷化镓中的禁带能量宽度。砷化镓晶体置于含液氮的杜瓦瓶中。测量表明,在光脉冲功率高于15兆瓦时,有15%的能量转到斯托克斯分量来。振荡层的厚度达到0.5毫米。泵浦功率的效率(相对泵浦功率)达到4%,相应的相干辐射功率达到几十千瓦。

采用Q调制的钹玻璃激光器的辐射($\hbar\nu=1.17$ 电子伏)对具有禁带宽度 $\varepsilon_g=1.53$ 电子伏的砷化镓晶体进行双光子激励。当光通量密度达到16兆瓦/厘米²时,产生了波长 $\lambda=8365$ 埃的振荡。振荡层厚度为0.3毫米左右,效率(对泵浦功率而言)达到1%左右。用Q调制的红宝石激光器中出来的激光($\hbar\nu=1.79$ 电子伏)进行双光子激励时,在CdS(77°K 时 $\varepsilon_g=2.5$ 电子伏)晶体中获得了振荡。当泵浦功率为100兆瓦/厘米²时,整个晶体都有辐射输出。巴索夫也论述了用高速电子束激励的半导体激光器。这里采用的是重复频率为50赫、持续时间为1微秒左右的脉冲电子流,它的能量为5万电子伏。用磁场聚焦后在样品中电流密度达到10安/厘米²。液氮温度下在GaAs晶体($\lambda=8340$ 埃)及三重化合物 $\text{Ga}_x\text{P}_x\text{As}_{1-x}$ ($\lambda\sim 703$ 埃)中获得振荡。晶体固定在致冷器中。GaAs的效率达到4%。

液氮温度下,在CdS($\lambda=4960$ 埃)晶体中同样可获得振荡。在振荡状态下效率不低于1%。应该指出,在CdS晶体中获得的辐射位于可见区域(绿色),这是目前在半导体晶体中所获得的最短波长的辐射。

伯鲁瓦·阿·拉·圭约姆(Бенуа а ЛяГийом)和杰别维尔(Дебеве) (法国,高等师范学院)的报告中汇总了红外光谱区域内在 A_{III}By 型半导体GaSb(1.8微米)、InAs(3微米)、InSb(5.2微米)及碲($\lambda=3.7$ 微米)中获得振荡的结果。是用相应的、功率不太大的(15~20千电子伏)及电流为2毫安的电子束实现激励的。用频率为3,000赫、电流脉冲时间为1微秒的脉冲激励。射束在样品上聚焦点的直径为0.2毫米,这能使电流密度达到5安/厘米²。样品固定在用液氮和液氮冷却的致冷器中。作者对于怎样在碲中获得相干辐射振荡的研究报告得最

为详细。碲是最初获得相干辐射的半导体，在电子激励下这种材料的振荡阈值比起 AlInBy 化合物来要小得多。对于碲的能级结构还缺乏足够的研究。但就目前的一些结果来看，它的各带能极值处于同一波矢量值。目前碲只有空穴电导，这就给借助于 p-n 结注入载流子带来困难。

费兰(Феллан——美国，林肯实验室)的报告中谈到了用光激励在铋化铟中获得波长为 5.2 微米的相干辐射问题。用砷化镓注入式激光器 ($\lambda=0.84$ 微米) 作激励源，激光器的辐射用石英圆柱形透镜聚焦在 InSb 晶体上。激励脉冲功率达 5 瓦，其持续时间为 1 微秒左右。InSb 和 GaAs 这两种晶体固定在氦致冷器中。在 16~20 千高斯的磁场中能观察到相干辐射。磁场可增强状态密度(产生兰道能级)，这可给大幅度降低振荡阈值提供了可能。关于振荡功率的数据还未得出。在利用磁场的时候，在铋化铟合金中可以观察到与磁阻及吸收振动性质相同、起源相同的自发辐射强度振动。

在半导体 PbS、PbTe、PbSe 中可以获得最长波的相干辐射，这些半导体的波段在 5~8.5 微米处。振荡是在 10~15°K 时获得的。用 p-n 结输入载流子。因为这些晶体的电子有效质量比较小，磁场为 20 千高斯左右，所以如铋化铟一样，能级都集中于导带的兰道能级中。辐射跃迁产生于低兰道能级与价带之间。三个晶体：PbS、PbTe、PbSe，按辐射光谱测定的有效质量分别为 $0.055 m_0$ 、 $0.020 m_0$ 、 $0.029 m_0$ ，禁带宽度分别为 0.287, 0.188, 0.143 电子伏。应当指出：对于相干辐射来说，0.5 微米处是一个大气“窗口”，可以使这种振荡器容易得到实际应用。

在别尔纳尔德(M. Бернад, 法国)的报告中谈到了在经过 p-n 结注入载流子时在铋化镓($\lambda=1.8$ 微米)中获得振荡的问题。77°K 时在微秒脉冲电流下产生激励。当电流密度为 $\sim 10^4$ 安/厘米²、二极管之一的电流密度为 ~ 300 安/厘米²，温度为 4.2°K 时获得连续状态的振荡。

在用光泵或电子照射获得高能激励时，可以产生所谓饱和效应。斯特恩(Стерн, 美国)的报告中计算了半导体活性区域的吸收系数，其中也包括半导体光放大器的吸收系数。计算结果是：活性区域吸收系数为激励度的函数 $S = \Delta N / NS$ (Δ ——被激发的电子数或空穴， Ns ——被激发的载流子数)。证明了光强度与距离的变化关系是：在低激励度时是指数式的(同平常一样)，在高激励度时是线性的。

综上所述，虽然某些方向性的研究问题没有在会上提出来(化学能变换成激光辐射——“化学激光器”、作为激光器激励的方法之一的光分解等)，但也足以反映目前量子电子学领域中物理研究的动向。会上所作的报告证明，在目前，激光物理领域中的科学研究已成了世界各大“实验室”研究的中心课题。

原载 Успехи Физических наук, 1966, 88, № 1, 177~184 (周稳观译, 王哲恩校)