

关于超荧光

沈 柯

(长春光机学院)

提要: 本文讨论了超荧光的基本特征和描写超荧光的平均场理论, 以及以超荧光为机制的 X 射线激光器、 γ 射线激光器的可能性问题。

On superfluorescence

Shen Ke

(Changchun College of Optics and Fine Mechanics)

Abstract; In this paper, the fundamental features of the superfluorescence, the mean field theory of superfluorescence and the possibility of X-ray laser and γ -ray laser by means of the mechanism of superfluorescence are discussed.

一、基本特征

1975 年意大利学者 Bonifacio 和 Lugiato 在研究 Dicke 超辐射的基础上预言了超荧光现象的存在^[1,2]。1976 年 Gibbs 和 Vrehen 用铯 (Cs) 原子射束完成了纯超荧光实验^[3]。在此前后, 在红外波段曾观察到一系列的振荡超荧光现象^[4~8]。

超荧光辐射属于原子、分子集团的合作发光现象, 发光机制属于自发辐射范畴。处于粒子数反转分布的原子、分子体系, 以标准的自发光(荧光)起始, 随后原子或分子体系同这个微弱的光辐射场相互作用, 在整个系统中发生原子偶极矩的有增长, 到某一时刻, 它们的数值达到极大, 辐射出一个超荧光脉冲。

可见, 超荧光现象纯属量子过程。在产

生超荧光过程中, 某种光模式得以激发, 完全是偶然的, 它的激发是首先得到来自自发辐射的一个光子。所以, 超荧光的起始阶段类似于激光, 但是进一步的发展, 却不同于激光。对模式数目的限制, 基本上借助于工作物质的几何形状。

根据上述, 这种发光相对于泵浦结束时间, 应该有一段延迟时间 τ_D (图 1), 它大于原子偶矩本征耦合时间 τ_R 。 τ_R 由体系的粒子数密度 n 决定:

$$\tau_R = \tau_{sp} \frac{8\pi}{n\lambda^2 L} \quad (1)$$

式中 τ_{sp} 是孤立原子的寿命; $n = N/AL$, A 为工作物质的截面; L 是工作物质的长度; λ 是超荧光的波长。由(1)式看出, $\tau_R < \tau_{sp}$ 。为了形成超荧光, 必须要求 τ_R 小于原子偶矩的弛豫时间 T_2 (横向弛豫时间)。 T_2 由谱线宽度

收稿日期: 1981 年 10 月 12 日。

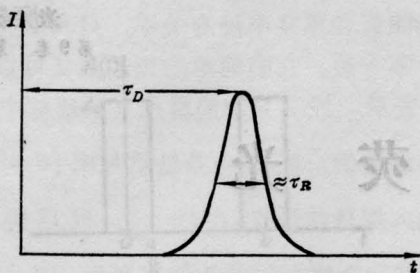


图 1

的倒数决定,一般原子的纵向弛豫时间 $T_1 > T_2$ 。另外,为了不破坏正在形成着的原子之间的合作发射,还要求泵浦时间 τ_p 应小于 τ_D 。所以,我们有时间上的关系:

$$\begin{aligned} \tau_R < \tau_D < T_1, T_2, T_2^* \\ \tau_p < \tau_D \end{aligned} \quad (2)$$

式中 T_2 和 T_2^* 分别对应于均匀加宽和非均匀加宽情形的横向弛豫时间。

根据原子合作发光时的合作长度 L_c , 可将超荧光分为三类:

1. 纯超荧光

当工作物质的小信号增益 α 满足下列关系

$$1/\alpha \ll L \ll L_c \quad (3)$$

时,人们在实验上将得到纯超荧光,即在实验上观察到如图 1 所示的单脉冲,脉宽为 τ_R 。所以,超荧光的功率为 $\hbar\omega N/\tau_R \propto N^2$, 它的延迟时间和脉冲宽度 $\propto 1/N$ 。

从时间关系来看,当 $L_c > L$ 时,容易证明作为表征原子体系的一个超辐射状态最短衰减时间的合作时间 $\tau_c = L_c/C$ 小于 τ_R ; 但它应大于光子从工作物质内部逃逸的时间 $\tau_E = L/C$, 后者可以保证不引起正反馈。这样,考虑到(2)式后,得到产生纯超荧光的时间上的条件为:

$$\begin{aligned} \tau_E < \tau_c < \tau_R < \tau_D < T_1, T_2, T_2^* \\ \tau_E < \tau_p < \tau_D \end{aligned} \quad (4)$$

2. 振荡超荧光

当

$$1/\alpha \ll L \approx L_c \quad (5)$$

时,由于场自身的光子的传播,可以引起再激

发,所以在实验上将观察到带有振荡部分的光脉冲。

3. 强的振荡辐射

当

$$1/\alpha \ll L_c \ll L \quad (6)$$

时,输出功率过渡到 $\propto N$, 而不是 N^2 。

上述各种情形的发生,都要求 $\alpha L_c \gg 1$ 和 $\alpha L \gg 1$, 这是同超发光^[9](被放大的自发辐射)的产生条件不同的,超发光的产生只要求 $\alpha L \gg 1$, 而它的 αL_c 往往是小于 1 的。

粒子数反转分布的工作物质产生超荧光的阈值条件,是某种光模式在 T_2^* 时间内得到一个来自自发辐射光子的条件,也就是

$$\Delta N \frac{A_{sp}}{g_{\Delta\omega}} T_2^* \hbar\nu \geq \hbar\nu \quad (7)$$

式中 A_{sp} 是孤立原子的自发辐射爱因斯坦系数,在轴向方向上的衍射模式数 $g_{\Delta\omega}$ 为:

$$g_{\Delta\omega} = \frac{8\pi A}{\lambda^2} \quad (8)$$

将(8)和(1)式代入(7)式得到

$$\frac{\Delta N}{V} \geq n \frac{\tau_R}{T_2^*} \quad (9)$$

式中 $V = AL$ 。

当用金属原子蒸气作超荧光实验时,发现在光波段得到超荧光所需要的激发功率并不高^[5]。假设使用如图 2 所示的能级结构,其中基态 $|g\rangle$ 到高能态 $|u\rangle$ 是电四极跃迁,产生超荧光的是 $|u\rangle \rightarrow |L\rangle$, 假设是电偶极允许跃迁。设 $n_L = 0$, $|u\rangle \rightarrow |L\rangle$ 跃迁的波长为 λ_1 , 它的增益为

$$\alpha L \approx \frac{3}{4\pi} \lambda_1^2 \frac{T_2^*}{T_1} n_u L \quad (10)$$

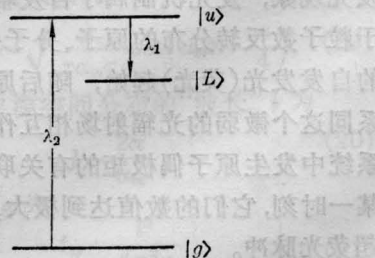


图 2

此处假设多普勒加宽。又由速率方程, 可得泵浦到 $|u\rangle$ 上的原子数密度 n_u 为:

$$n_u \cong n_g \lambda_2^2 \frac{\tau}{T_0} \frac{\phi}{A} \quad (11)$$

式中 T_0 是 $E2$ 跃迁的辐射寿命; τ 是谱线宽度的倒数; ϕ 是泵浦脉冲的光子数目。若选取工作物质的尺度为 $A/L \cong \lambda_2$, 考虑到(11)式, 则(10)式最后变为

$$\alpha L \cong \frac{3}{4\pi} \lambda_1^2 \lambda_2 \frac{T_2^* \tau}{T_1 T_0} \phi n_g \quad (12)$$

例如: $\lambda_1 = 1.3 \times 10^{-4}$ 厘米, $\lambda_2 = 4 \times 10^{-5}$ 厘米, $T_2^* = 1$ 毫微秒, $\tau = 0.1$ 毫微秒, $T_1 = 100$ 毫微秒, $T_0 = 0.1$ 秒, 则由(12)式得到 $\alpha L \cong 2 \times 10^{-24} \phi n_g$ 。要求 $\alpha L \gg 1$, 只要 $\phi n_g \gg 5 \times 10^{23}$ 即可。对于气体, $n_g = 10^{13}$ 厘米⁻³, 则要求泵浦脉冲中的光子数目 $\phi \gg 5 \times 10^{10}$, 它对应于 0.02 微焦耳的脉冲能量, 这样的脉冲是容易由氮分子激光器泵浦的染料激光器得到的。

二、实验

目前已经在红外波段完成了一系列的超荧光实验, 使用的原子和分子有: Tl、Na、Rb、Cs、HF、CH₃F 等。其中属于振荡超荧光类型的 HF 实验^[4], 其装置如图 3 所示。以 HF 激光器作激发源, 它的峰值功率为数千瓦/厘米², 激光脉冲的脉宽为 200~400 毫微秒, 波长 $\cong 2.5$ 微米。装有 HF 气体的不锈钢样品盒, 两侧带有硅布鲁斯特窗, 气压为毫托。液氮冷却的 In-Ge 作为探测器。激发在 HF 分子的振转能级 $v=0 \rightarrow v=1$ 之间进行, 结果在 $(v=1, J) \rightarrow (v=1, J-1)$ 的转动跃迁上, 观察到波长为 252、126、84、63 和 50 微米的超荧光(分别对应于 $J=0, 1, 2, 3, 4, 5$), 如图 4 所示。其中波长 84 微米的超荧光脉冲波形如图 5(c) 所示, 它的峰值功率达到 100 兆瓦/厘米², 脉宽为 50~数百毫微秒。

图 5 表明超荧光与普通自发发光在实验

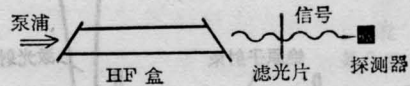


图 3

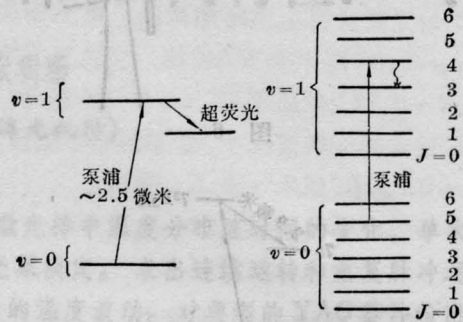


图 4

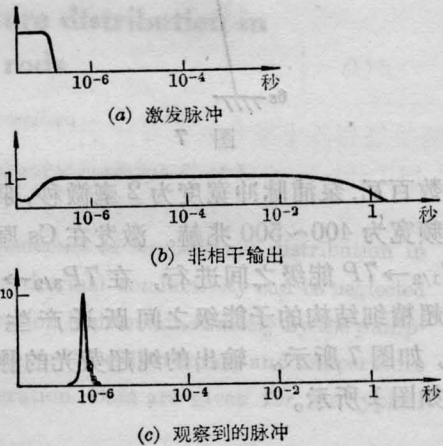


图 5

上的区别, HF 分子的自发发光的衰减时间很长(图 5(b)), 强度分布在 4π 立体角空间, 而超荧光, 其光子简并度高于自发发光的 10^{10} 倍, 光强度分布在由样品几何尺寸决定的衍射角内, 所以相干性、方向性都很好。

Cs 原子射束实验属于纯超荧光类型^[3]。Cs 原子射束实验恰好满足时间条件(4):

τ_E	τ_C	τ_R	τ_D	T_1	T_2	T_2^*
0.067	0.18	0.5	10	70	80	32 (毫微秒)
$\tau_p = 2$ 毫微秒						

实验装置如图 6 所示, 使用 N₂ 激光器泵浦的染料激光器作为泵浦源, 泵浦脉冲峰值功率

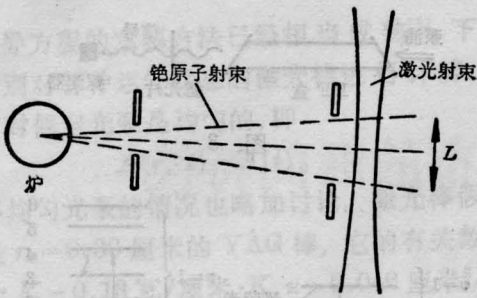


图 6

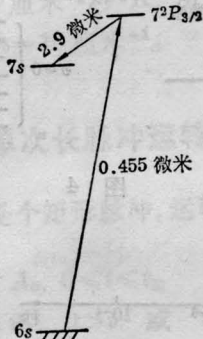


图 7

为数百瓦, 泵浦脉冲宽度为 2 毫微秒, 泵浦激光频宽为 400~500 兆赫。激发在 Cs 原子的 $6S_{1/2} \rightarrow 7P$ 能级之间进行, 在 $7P_{3/2} \rightarrow 7S_{1/2}$ 的超精细结构的子能级之间跃迁产生超荧光, 如图 7 所示。输出的纯超荧光的脉冲波形如图 1 所示。

三、平均场理论

描写超荧光现象较好的理论是平均场理论(MFT)。它假设辐射场振幅、原子的极化以及样品中各处的反转粒子数均与空间无关, 也就是假设这些量在空间每一点处的值, 与对应的平均值相同。

设原子体系是二能级的, 则光场与原子体系构成的系统的哈密顿算符为:

$$\hat{H} = \sum_{j=1}^N \hbar \omega r_{3j} + \sum_k \hbar c k a_k^\dagger a_k + \frac{i\hbar}{\sqrt{V}} \sum_{j=1}^N \sum_k g_k x_j \times \{a_k^\dagger r_j^- e^{-ik \cdot x_j} - a_k r_j^+ e^{ik \cdot x_j}\} \quad (13)$$

式中 a_k^\dagger 和 a_k 是第 k 个模式的光子产生和湮没算符; x_j 表示第 j 个原子的坐标; V 是体积, 耦合系数 g_k 为:

$$g_k = [ck\mu^2/2\hbar]^{1/2} \quad (14)$$

式中 μ 是原子的偶矩, 膺自旋算符的对易关系为:

$$[r_i^+, r_j^-] = 2r_{3j}\delta_{ij}, \quad [r_{3i}, r_j^\pm] = \pm r_i^\pm \delta_{ij} \quad (15)$$

引入集体偶极算符:

$$R^\pm(\alpha) = \sum_{j=1}^N r_j^\pm e^{\pm i\alpha \cdot x_j} \\ R_3(\alpha) = \sum_{j=1}^N r_{3j} e^{i\alpha \cdot x_j} \quad (16)$$

式中 α 是倒格子模, $\alpha_i = \left(\frac{2\pi}{L_i}\right)n_i$, $i=x, y, z$, $n_i=1, 2, \dots, N-1$ 。根据模函数的完全性, 我们有:

$$r_j^\pm = \frac{1}{N} \sum_\alpha R^\pm(\alpha) e^{\pm i\alpha \cdot x_j} \quad (17)$$

将(17)式代入(13)式, 哈密顿算符中的相互作用部分为:

$$\hat{H}' = \frac{i\hbar}{\sqrt{V}} \sum_\alpha \sum_k \{g_k \{a_k^\dagger R^-(\alpha) F^*(\mathbf{k} - \alpha) - h \cdot a\} \quad (18)$$

式中衍射函数为:

$$F(\mathbf{k} - \alpha) = \exp i(\mathbf{k} - \alpha) \cdot \mathbf{x}_j \quad (19)$$

表示光模 \mathbf{k} 与原子模 α 之间的耦合是通过 $F(\mathbf{k} - \alpha)$ 完成的。

引入光的模式算符:

$$A(\alpha) = \sum_k a_k F(\mathbf{k} - \alpha) \quad (20)$$

它满足玻色对易关系:

$$[A_m(\alpha), A_{m'}^\dagger(\alpha')] = \delta_{m,m'}, \quad \delta_{\alpha,\alpha'} \quad (21)$$

这样, 可将(18)式表示为:

$$\hat{H}' = \frac{i\hbar}{\sqrt{V}} \sum_\alpha g_\alpha \{A(\alpha) R^-(\alpha) - h \cdot a\} \quad (22)$$

式中用 g_α 代替 g_k 是因为 g_k 随 \mathbf{k} 是缓变的, 而 \mathbf{k} 与 α 的衍射函数有锐的峰的性质。

系统的密度算符 $|\alpha\rangle$ 的运动方程为:

$$\frac{d}{dt} W = -\frac{i}{\hbar} [\hat{H}', W] + \Lambda_F W \quad (23)$$

式中 Λ_F 表示由热浴性质决定的弛豫参数。使用(22)式, 得到下列平均值方程:

$$\frac{d}{dt} \langle R^-(\alpha) \rangle = -\frac{2}{\sqrt{V}} \sum_{\alpha'} g_{\alpha'} \langle A(\alpha') R_3(\alpha' - \alpha) \rangle \quad (24)$$

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \langle R_3(\alpha) \rangle &= \frac{-1}{\sqrt{V}} \sum_{\alpha'} g_{\alpha'} \{ \langle A^+(\alpha') R^-(\alpha' - \alpha) \rangle \\ &+ \langle A(\alpha') R^+(\alpha' + \alpha) \rangle \} \quad (25) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \langle A(\alpha) \rangle &= -\kappa(\alpha) \langle A(\alpha) \rangle \\ &+ \frac{g_{\alpha}}{\sqrt{V}} \langle R^-(\alpha) \rangle \quad (26) \end{aligned}$$

式中 κ 表示光损耗。

如果只保留共振轴模 $|\alpha| = k_0$, 则

$$g_{|\alpha|=k_0}(t) = g(t),$$

此轴模沿着激活介质的轴向, 向左和向右传播。同时, 在上述方程中, 取

$$\begin{aligned} \langle A(\alpha') R_3(\alpha - \alpha') \rangle \\ \simeq \langle A(\alpha') \rangle \langle R_3(\alpha - \alpha') \rangle \end{aligned}$$

等等, 从现在起, 处理通常的 C 一数, 而不是算符, 则上述方程为:

$$\begin{aligned} \dot{A}(\pm k_0) &= -kA(\pm k_0) \\ &+ [g(t)/\sqrt{V}] R^-(\pm k_0) \quad (27) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \dot{R}^-(\pm k_0) &= 2[g(t)/\sqrt{V}] A(\pm k_0) R_3 \\ &\quad (28) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \dot{R}_3 &= -[g(t)/\sqrt{V}] [A^+(k_0) R^-(k_0) \\ &+ A^+(-k_0) R^-(-k_0) + c \cdot c]. \quad (29) \end{aligned}$$

假设 $g(t)$ 的频谱密度函数是洛伦兹的, 则

$$g(t) = g_0 e^{-t/2T_2^*}, \quad g_0 = g_{k_0}$$

式中 T_2^* 是谱线非均匀加宽的倒数, 此处假设它是最小的原子弛豫时间^[1]。

定义以下总量:

$$\begin{aligned} R_T &= [R^+(k_0) R^-(k_0) \\ &+ R^+(-k_0) R^-(-k_0)]^{1/2} \quad (30) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} A_T &= [A^+(k_0) A(k_0) \\ &+ A^+(-k_0) A(-k_0)]^{1/2} \quad (31) \end{aligned}$$

则由(27)~(29)式得到 R_T 、 A_T 和 R_3 的方程:

$$\frac{d}{dt} (R_T^2 + R_3^2) = 0 \quad (32)$$

$$\frac{d}{dt} (A_T^2 + R_3) = -2kA_T^2 \quad (33)$$

$$\begin{aligned} \dot{R}_3 + (k+1/2T_2^*) \dot{R}_3 \\ = -(g_0^2/V) e^{-t/T_2^*} (2R_T^2 + 4A_T^2 R_3), \quad (34) \end{aligned}$$

引入布洛赫角 ϕ :

$$R_3(t) = (N/2) \cos \phi(t) \quad (35)$$

$$R_T(t) = (N/2) \sin \phi(t) \quad (36)$$

代入(33)和(34)式, 得到:

$$\begin{aligned} \ddot{\phi}(t) + \left(k + \frac{1}{2T_2^*}\right) \dot{\phi}(t) \\ - \frac{g_0^2 N}{v} e^{-t/T_2^*} \sin \phi(t) = 0 \quad (37) \end{aligned}$$

$$A_T(t) = (\sqrt{V}/2g_0) \dot{\phi}(t) \exp(t/2T_2^*) \quad (38)$$

最后归结为求解上述的单摆方程。事实上, 从其它观点出发, 也可导致关于超荧光的单摆方程^[10]。

我们简要地陈述了在理论上研究超荧光的方式。上述的单模理论, 不能很好地解释 Cs 原子射束实验中出现的横效应, 为此发展了多模的平均场理论^[11]。

四、讨 论

Dicke 超辐射, 要求人为地预先造成工作物质的宏观极化^[12], 这是同超荧光截然不同之处。至于超荧光与普通的荧光以及 ASE 类型的激光之间的区别也是明显的。研究物质发光的这些机制之间的异同, 仍然是十分有趣的。

超荧光现象的潜力何在?

首先应该指出的是, 由(1)式可以看出, 当采取合适的激发方式时, 我们似乎能够得

到比目前借助锁模技术获得的微微秒脉冲还要短得多的光脉冲, 这对于显示自然界中各类超短时间过程是很吸引人的。

另外, 从开辟激光的新波段来看, 超荧光似乎是一种可能的机制。目前在实验上已达到的超荧光波长最短为 0.8 微米左右。从研究激光的观点来看, 我们缺少的是 X 射线波段和 γ 射线波段的激光器。虽然最近已有关于美国劳伦斯·利弗莫尔实验室以 G. Chipline 为首的小组, 获得 X 射线激光的消息报导和有关方面的质疑^[13], 但是探索 X 射线激光器的各种可能的机制, 仍然是有兴趣的问题。将超荧光推进到 X 射线波段, 吸引人之处, 可能在于它的脉冲功率 $\propto N^2$, 脉冲宽度 $\propto 1/N$, 只要工作物质几何形状合适, 可以得到相干性和方向性很好的 X 射线。而这种 X 射线的获得, 不需要目前人们难以解决的 X 射线谐振腔。现以最早被提议为实现 X 射线激光器的钠的 L_α 谱线^[14] ($\lambda = 372$ 埃) 为例估计实现 X 射线超荧光的可能性。在这种系统中, 钠蒸气的 $p = 0.02$ 托, $\tau_{sp} = 4 \times 10^{-10}$ 秒, $T_2^* = 0.17 \times 10^{-10}$ 秒, 吸收长度 $l_{abs} = 9.3 \times 10^4$ 厘米, 则在长度 $L < cT_2^* = 0.5$ 厘米的工作物质中, 满足 X 射线超荧光的判据^[15]。如以光子能量为 $\hbar\omega = 50$ 电子伏的辐射脉冲进行泵浦, 假设工作物质吸收其 0.3%, 则要求泵浦脉冲功率密度为 4 千兆瓦/厘米³。

关于 γ 射线激光器, 如果采用通常的激光器形式, 由于缺少合适的谐振腔, 光子寿命甚短, 受激辐射过程将不能起主导作用。因

此认为, 超荧光过程就是 γ 射线激光器的一种可能机制^[16, 17]。估计表明^[10], 欲形成 γ 射线波段的粒子数反转分布, 达到以超荧光为机制的 γ 射线激光器的阈值条件, 压缩 γ 射线的频宽仍然是迫切的问题。

参 考 文 献

- [1] R. Bonifacio, L. A. Lugiato; *Phys. Rev.*, 1975, **A 11**, 1507.
- [2] R. Bonifacio, L. A. Lugiato; *Phys. Rev.*, 1975, **A12**, 587.
- [3] H. M. Gibbs; in "Cooperative Effects in Matter and Radiation" ed. by C. N. Bowden *et al.*; (Plenum Press. N. Y.) p. 61, (1977); Q. H. F. Vrehen; *ibid.*, p. 79.
- [4] N. Scribanowitz *et al.*; *Phys. Rev. Lett.*, 1973, **30**, No. 8, 309.
- [5] A. Flusberg *et al.*; *Phys. Lett.*, 1976, **A58**, 373; A. Flusberg *et al.*; in "Cooperative Effects in Matter and Radiation" ed. by C. N. Bowdon *et al.*; Plenum Press N. Y, 1977, p. 37.
- [6] M. Gross *et al.*; *Phys. Rev. Lett.*, 1976, **36**, 1035.
- [7] A. T. Rosenberger *et al.*; *JOSA*, 1978, **68**, 700.
- [8] A. Grubeliev *et al.*; *Phys. Rev. Lett.*, 1978, **41**, 1237.
- [9] E. P. Trifonov, A. I. Zaitsev; *Sov. Phys., JETP*, 1977, **45**, 739.
- [10] 沈柯; «长春光机学院学报», 1981, No. 2, 1.
- [11] R. Bonifacio *et al.*; *Opt. Commun.*, 1979, **31**, 377.
- [12] R. H. Dicke; *Phys. Rev.*, 1954, **93**, 99.
- [13] *Laser Focus*, 1981, No. 4.
- [14] M. A. Duguay, P. M. Rentzepis; *Appl. Phys. Lett.*, 1967, **10**, 350.
- [15] J. C. MacGillivray, M. S. Feld; *Appl. Phys. Lett.*, 1977, **31**, No. 2, 74.
- [16] A. B. Андреев и др.; *ЖЭТФ*, 1977, **73**, № 4, 1296.
- [17] A. B. Андреев и др.; *УФН*, 1980, **131**, №4, 653.