

# 表面多结 MOMOM 产生相干电磁振荡

廖世强 王玉珠

(中国科学院上海光机所)

**提要:** 提出并研制了一种集成式表面多结 MOMOM(金属-氧化层-金属-氧化层-金属),并在低频波段观察到了相干电磁振荡。

## Generation of electro-magnetic oscillation in surface multi-junction MOMOM

Liao Shiqiang, Wang Yuzhu

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

**Abstract;** An integrated surface multi-junction MOMOM (metal-oxide-metal-oxide-metal) is reported and coherent electro-magnetic oscillation is observed in the low frequency range.

### 一、引言

研究红外和远红外区连续可调谐的激光器是一个正在开拓的领域。作为一种途径, Javan<sup>[1]</sup> 提出了利用 MOM 产生远红外辐射的建议,他在 W-Ni 点接触式 MOM 上用 CO<sub>2</sub> 激光和微波谐波混频,获得了远红外辐射。Evenson<sup>[2]</sup> 指出了点接触 MOM 最大的优点是极快的响应时间( $\tau=10^{-14}\sim 10^{-15}s$ ),预示着有可能在光频段内用 MOM 获得振荡, Gustafson 研制了一种夹层式 MOM<sup>[3,4]</sup>,他指出利用这种 MOM 单元有可能在宽频段内制成可调谐放大器和振荡器。最近, Aleksanyan<sup>[5]</sup> 报道了用双夹层式 MOM 在 300 kHz 上观察到了微弱的电磁振荡。

我们提出并研制了一种集成式表面多结

... 激光,其... 中器大... 光... 量... 出... 而... 气... 出... 量... 中... 文... 中... 各... 存... 在... 状... 态... 和... 0.8.7

... 中... 图... 于... 示... 非... 文... 显... 美... 印... 中... 各... 种... 元... 素... 的... 存... 在... 状... 态... 和... 0.8.7

... 中... 图... 于... 示... 非... 文... 显... 美... 印... 中... 各... 种... 元... 素... 的... 存... 在... 状... 态... 和... 0.8.7

... 中... 图... 于... 示... 非... 文... 显... 美... 印... 中... 各... 种... 元... 素... 的... 存... 在... 状... 态... 和... 0.8.7

... 中... 图... 于... 示... 非... 文... 显... 美... 印... 中... 各... 种... 元... 素... 的... 存... 在... 状... 态... 和... 0.8.7

... 中... 图... 于... 示... 非... 文... 显... 美... 印... 中... 各... 种... 元... 素... 的... 存... 在... 状... 态... 和... 0.8.7

... 中... 图... 于... 示... 非... 文... 显... 美... 印... 中... 各... 种... 元... 素... 的... 存... 在... 状... 态... 和... 0.8.7

... 中... 图... 于... 示... 非... 文... 显... 美... 印... 中... 各... 种... 元... 素... 的... 存... 在... 状... 态... 和... 0.8.7

... 中... 图... 于... 示... 非... 文... 显... 美... 印... 中... 各... 种... 元... 素... 的... 存... 在... 状... 态... 和... 0.8.7

... 中... 图... 于... 示... 非... 文... 显... 美... 印... 中... 各... 种... 元... 素... 的... 存... 在... 状... 态... 和... 0.8.7

... 中... 图... 于... 示... 非... 文... 显... 美... 印... 中... 各... 种... 元... 素... 的... 存... 在... 状... 态... 和... 0.8.7

... 中... 图... 于... 示... 非... 文... 显... 美... 印... 中... 各... 种... 元... 素... 的... 存... 在... 状... 态... 和... 0.8.7

... 中... 图... 于... 示... 非... 文... 显... 美... 印... 中... 各... 种... 元... 素... 的... 存... 在... 状... 态... 和... 0.8.7

... 中... 图... 于... 示... 非... 文... 显... 美... 印... 中... 各... 种... 元... 素... 的... 存... 在... 状... 态... 和... 0.8.7

... 中... 图... 于... 示... 非... 文... 显... 美... 印... 中... 各... 种... 元... 素... 的... 存... 在... 状... 态... 和... 0.8.7

... 中... 图... 于... 示... 非... 文... 显... 美... 印... 中... 各... 种... 元... 素... 的... 存... 在... 状... 态... 和... 0.8.7

... 中... 图... 于... 示... 非... 文... 显... 美... 印... 中... 各... 种... 元... 素... 的... 存... 在... 状... 态... 和... 0.8.7

... 中... 图... 于... 示... 非... 文... 显... 美... 印... 中... 各... 种... 元... 素... 的... 存... 在... 状... 态... 和... 0.8.7

... 中... 图... 于... 示... 非... 文... 显... 美... 印... 中... 各... 种... 元... 素... 的... 存... 在... 状... 态... 和... 0.8.7

... 中... 图... 于... 示... 非... 文... 显... 美... 印... 中... 各... 种... 元... 素... 的... 存... 在... 状... 态... 和... 0.8.7

... 中... 图... 于... 示... 非... 文... 显... 美... 印... 中... 各... 种... 元... 素... 的... 存... 在... 状... 态... 和... 0.8.7

收稿日期: 1985年1月31日.

MOMOM 处在外辐射场中时, 这时至少发生两种过程: 一种是电子在偏压作用下从 MOM 结的一个金属小岛穿透势垒到达第二个金属小岛, 同时伴随发射一个光子, 图 1 是这种机理的示意图。另一种过程是在外场作用下, 金属小岛中的电子吸收一个光子后, 光助发射穿过势垒, 产生快响应<sup>[4]</sup>。这两种过程的结合, 使得 MOMOM 在偏置作用下, 在外辐射场中类似于一个两能级系统。

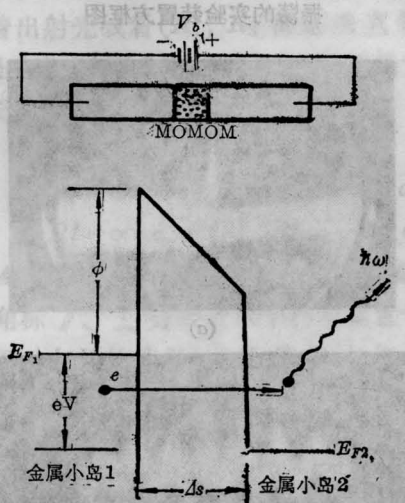


图 1 MOM 结偏压作用下的势垒结构, 以及电子的隧道穿透及辐射光子示意图

下面要讨论的是在一个稳态振荡的谐振腔内, 这两种过程的结合可能产生的物理现象。

如果将每一对相邻的金属小岛都看成是一个 MOM 结。电形成效应使得这对金属小岛之间有一个弱耦合。假设多结 MOMOM 是均匀分布, 而且有相同的垒宽  $\Delta s$ 。这样只需要描述一个单结, 再推广到多结的串接和并联情形就可以了。在单结 MOM 中, 势垒一边的电子通过弱耦合, 能与势垒另一边的电子相互作用。这时金属小岛中描述电子的量子态函数可以写为,

$$\psi = \sqrt{\rho} e^{-i\theta} \quad (1)$$

$\rho$  为电子密度,  $\theta$  为描述电子的位相函数,

$$\theta = \frac{E}{\hbar} t + \varphi(t)$$

将金属小岛 1 中电子随时间的变化写为,

$$\frac{\partial \psi_1}{\partial t} = \frac{-i}{\hbar} [E_1 \psi_1 + K_2 \psi_2] \quad (2)$$

$K$  为描述电形成效应引起的两个金属小岛之间的耦合量,  $K \ll 1$ 。

另外, 由(1)式有

$$\frac{\partial \psi_1}{\partial t} = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{\sqrt{\rho}} \cdot \frac{d\rho}{dt} e^{-i\theta_1} - i \left( \frac{E_1}{\hbar} + \dot{\varphi}_1 \right) \sqrt{\rho} e^{-i\theta_1} \quad (3)$$

由于式(2)和式(3)是相等效的, 即

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{\sqrt{\rho}} \cdot \frac{d\rho}{dt} e^{-i\theta_1} - i \left( \frac{E_1}{\hbar} + \dot{\varphi}_1 \right) \sqrt{\rho} e^{-i\theta_1} \\ = \frac{-iE_1}{\hbar} \sqrt{\rho} e^{-i\theta_1} - \frac{ik}{\hbar} \sqrt{\rho} e^{-i\theta_1} \end{aligned} \quad (4)$$

取实部, 并且  $\frac{d\rho}{dt} = I$ , 有

$$I = \frac{2K}{\hbar} \rho \sin \left[ \frac{1}{\hbar} (E_1 - E_2) t + (\varphi_1 - \varphi_2) \right] \quad (5)$$

则电流密度为

$$J = J_0 \sin \left[ \frac{E_1 - E_2}{\hbar} t + \varphi_0 \right] \quad (6)$$

式中  $\varphi_0 = \varphi_1 - \varphi_2$ ,  $J_0 = \frac{2K\rho}{\hbar \Delta \alpha}$ ,  $\Delta \alpha$  为势垒截面积。

当存在偏压时,  $E_1 - E_2 = eV$ . 则

$$J = J_0 \sin \left( \frac{eV}{\hbar} t + \varphi_0 \right) \quad (7)$$

式中,  $e/\hbar = 241.8 \text{ MHz}/\mu\text{V}$ 。

式(7)表示了电子穿透势垒时伴随产生辐射, 辐射频率为,

$$f = \frac{\partial}{\partial t} (\theta_1 - \theta_2) = \frac{eV}{\hbar} \quad (8)$$

上述推导的结论是辐射频率与垒宽及结上的偏压降有关, 实验中已观察到了 MOMOM 的可见光发射。从(7)式可以推断从红外到远红外, 以及更低频段的电磁辐射同样存在, 只要选择适当的垒宽及偏压就行。

实际情形是在制作多结 MOMOM 时,各单结的势垒宽  $\Delta s$  并不一致。当许多 MOM 结串接和并联在一起时,在偏压作用下各个单结上的偏压降是各不相同的。因此, MOMOM 发的并不是均匀的单色光,而是各色光点的随机分布。

将表面 MOMOM 放置在谐振腔中,谐振腔中辐射的电场强度  $\epsilon(\mathbf{r}, t)$  满足波动方程,

$$\nabla^2 \epsilon = \frac{1}{c^2} \ddot{\epsilon} + \frac{4\pi}{c^2} \dot{\epsilon} + \frac{4\pi}{c^2} \sigma \dot{\epsilon}_0 \quad (9)$$

代入式(7),很容易得到振荡条件。〈见附录〉

$$\begin{cases} \dot{\varphi} E_n = 0, \\ \frac{J_{n0}}{E_n} = \frac{-1}{4\pi Q_n} = \frac{-\sigma}{\omega_n} \end{cases} \quad (10)$$

式中  $E_n$  是谐振腔内驻波场的振幅;  $\varphi$  是驻波场的位相;  $J_{n0}$  是谐振时, MOMOM 中电子穿透势垒时产生与腔谐振频率相同的辐射场强度。

(10)式与激光器的工作条件相类似,物理意义是很明显的。由于表面多结 MOMOM 在谐振腔内的电磁辐射,以及 MOMOM 对腔内共振场的响应,在腔内形成了稳态共振,振荡增益正好抵消了各种耗损机制所引起的振幅衰减。而振荡的建立正是以 MOMOM 对外辐射场的响应为条件,逐步建立。因此,原则上可以发展一种频段很宽可调谐的多结 MOMOM 振荡器或放大器。

### 三、实验

我们在低频端观察到了表面多结 MOMOM 的相干振荡输出。观察讯号的实验方框图见图 2。实验中多结 MOMOM 放置在真空室中,真空度保持在  $10^{-2} \sim 10^{-5}$  Torr。使用的 MOMOM 的窗口宽度大于 1mm,谐振回路在 8~22 MHz 内可调。用频谱仪和示波器同时监测振荡情况。当偏压调到适当数值时,从示波器可以观察到振荡输出波形。值得注意的是在整个  $I \sim V$  特征曲线上,都能产生振荡,最大振荡讯号出现在偏压进入

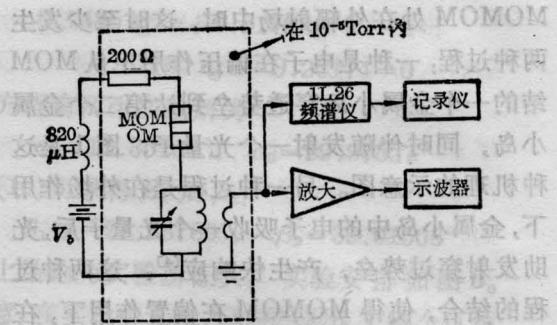
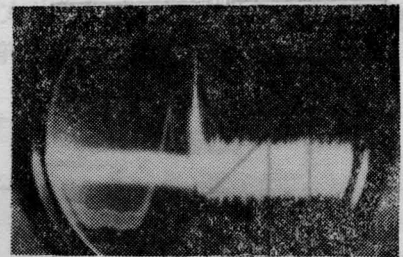
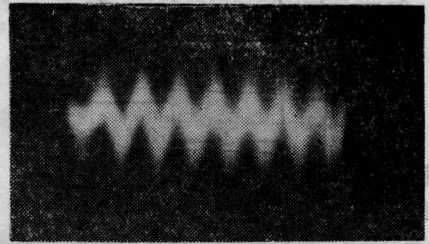


图 2 观察  $\text{Ag-Al}_2\text{O}_3\text{-Ni-Al}_2\text{O}_3\text{-Ag}$  产生振荡的实验装置方框图



(a)



(b)

图 2  $\text{Ag-Al}_2\text{O}_3\text{-Ni-Al}_2\text{O}_3\text{-Ag}$  的振荡输出

(a) 从 IL26 频谱仪输出的 22 MHz 频谱;

(b) 8 MHz 讯号直接放大后的波形

负阻区以前。

图 3 是振荡输出的监测照片,讯号的峰值为 0.4 mV,振荡功率不大于  $2 \times 10^{-7}$  W,激励电子非弹性穿透势垒的功率为 0.1 W,转换效率仅为  $2 \times 10^{-6}$ 。照片上波形的讯号噪声比很差,原因是在制备表面多结 MOMOM 的实际操作过程中,各个单结 MOM 中的势垒垒宽  $\Delta s$  并不相同,有很大离散。另一个原因是电形成效应不可能对所有单结 MOM 都是均匀一致的。这样,当在两个电极上加上一定的偏压时,各个单结上的偏压降各不相同,在 MOMOM 中电子穿透多个势垒时伴生

的电磁辐射就有极宽的频带，形成了量子噪声背景。实际上，真正对产生相干振荡有贡献的只是 MOMOM 中全部单结 MOM 总数中的极小一部份，因而转换效率很低。从(10)式可知，本实验中的 MOMOM 用于观察红外及远红外区的相干电磁振荡时，从技术工艺上讲是极其困难的。作者认为，经过技术工艺上的努力，在制备表面多结 MOMOM 时，寻找一种严格的规格化的工艺技术，使得各个单结 MOM 都有相同的势垒全宽，以及十分均匀的电形成过程。观察到 MOMOM 在更短波长上的振荡，将是有可能的。

## 附 录

当表面多结 MOMOM 置于谐振腔中时，谐振腔中的辐射电场强度  $\mathbf{e}(\mathbf{r}, t)$  满足波动方程：

$$\nabla^2 \mathbf{e} = \frac{1}{c^2} \ddot{\mathbf{e}} + \frac{4\pi}{c^2} \dot{\mathbf{j}} + \frac{4\pi}{c^2} \sigma \dot{\mathbf{e}}, \quad (\text{A} \cdot 1)$$

如果腔内的振荡波场为单一的线偏振波场，并且所讨论的振荡波场限于谐振腔内较低次的横向共振模场，可以认为波场主要沿  $z$  轴变化，则矢量波动方程简化为标量波动方程，

$$\frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial y^2} - \frac{4\pi}{c^2} \sigma \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} - \frac{1}{c} \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 J}{\partial t^2}. \quad (\text{A} \cdot 2)$$

式中，左边第二项为衰减项，表示光子寿命，右边与多结 MOMOM 的穿透电流密度有关，为振荡的激励源。

共振时第  $n$  个轴模驻波数为。

$$K_n = 2\pi/\lambda_n = n\pi/L, \quad L \text{ 为腔长。}$$

驻波场为

$$\begin{aligned} \varepsilon_n(z, t) &= A_n(t) \sin K_n z \\ &= E_n(t) \cos(\omega_n t + \varphi) \sin K_n z \end{aligned}$$

式中  $\omega_n = CK_n$ ，振幅  $E_n(t)$  和位相  $\varphi(t)$  都是以  $1/\omega_n$  为刻度缓慢变化的函数。腔内电场  $\varepsilon(z, t)$  为全部驻波场的迭加，即

$$\begin{aligned} \varepsilon(z, t) &= \sum_n \varepsilon_n(z, t) = \sum_n A_n(t) \sin K_n z \\ &= \sum_n E_n(t) \cos(\omega_n t + \varphi) \sin K_n z. \quad (\text{A} \cdot 3) \end{aligned}$$

将(A.3)代入(A.2)，两边乘以  $\sin K_n z$ 。对腔的全部空间积分。注意到正弦函数的正交性，同时比较等号左右两边正弦和余弦函数的系数后，有

$$\ddot{E}_n + \frac{\omega_n}{Q_n} \dot{E}_n + [\omega_n^2 - (\omega_n + \dot{\varphi})^2] E_n = 0. \quad (\text{A} \cdot 4)$$

$$\begin{aligned} & \left[ 2(\omega + \dot{\varphi})_n \dot{E} + \ddot{\varphi} + \frac{\omega_n}{Q_n} (\omega_n + \dot{\varphi}) \right] E_n \sin(\omega_n t + \varphi) \\ &= -4\pi \left( \frac{eV}{\hbar} + \dot{\varphi} \right)^2 J_{no} \sin \left( \frac{eV}{\hbar} t + \varphi_0 \right). \quad (\text{A} \cdot 5) \end{aligned}$$

其中， $Q_n = \omega_n / 2\pi\sigma$ ，

$$J_{no} = \frac{2}{L} \int_0^L J_0 \sin K_n z dz.$$

在稳态共振时，必须满足

$$\frac{eV}{\hbar} = \omega_n, \quad \varphi_0 = \varphi, \quad \text{及} \quad \dot{E} = 0.$$

同时在上式中忽略掉小量  $\dot{\varphi}E$ ，这时有振荡条件

$$\begin{cases} \dot{\varphi} E_n = 0. \\ \frac{J_{no}}{E_n} = \frac{-1}{4\pi Q_n} = \frac{-\sigma}{\omega_n}. \end{cases} \quad (\text{A} \cdot 6)$$

## 参 考 文 献

- [1] A. Sanchez *et al.*; *Appl. Phys. Lett.*, 1972, **21**, No. 5, 240.
- [2] K.M. Evenson *et al.*; *Appl. Phys. Lett.*, 1973, **22**, 192.
- [3] T.K. Gustafson *et al.*; *Appl. Phys. Lett.*, 1970, **24**, 620.
- [4] M. Heiblum *et al.*; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1978, **QE-14**, 159.
- [5] A. G. Aleksanyan *et al.*; *Sov. J. Quant. Electr.*, 1982, **12**, 1090.
- [6] 廖世强;《中国激光》, 1985, **12**, No. 3, 152.

