

STRIP-LINE 测量技术在IV-VI族半导体 远红外磁光光谱中的应用*

陆 卫

(中国科学院上海技术物理研究所红外物理国家实验室, 上海, 200083)

M. von Ortenberg

(Institute für Halbleiterphysik und Optik, TU Braunschweig, F. R. Germany)

W. Dobrowolski

(IFPAN Warsaw, Poland)

摘要: 描述了 Strip-Line 测量技术及其原理. 深入讨论了 Strip-Line 技术在实际应用中模式耦合问题. 从实验和理论两方面显示了模式耦合问题在应用 Strip-Line 技术研究IV-VI族铅化物半导体远红外磁光性质中的重要性.

关键词: 铅化物半导体, 远红外, 磁光光谱.

引言

在红外与亚毫米波段人们发展了各种特殊技术来研究磁光光谱, 如单轴压力下的透射光谱, MOS 与 MIS 结构的表面光谱和对高导电材料的 Strip-Line 技术等. M. von Ortenberg^[1]已对 1980 年以前 Strip-Line 技术在亚毫米波磁光光谱中的应用作了综述性评论. 由于这一技术的自身特点, 它对IV-VI族的铅化物这类窄禁带各向异性半导体的带内跃迁测量有着独特的优势, 同时, 也由于这一技术采用的测量装置结构决定了这一技术中电磁波与半导体之间的相互作用比较复杂. 这种复杂性使人们在实际应用中能观察到由于模式耦合效应而产生的伪结构, 这一点已在 PbSe 的某些特殊晶向与磁场间的位形下 Strip-Line 透射实验中有所研究^[2]. 本文将探讨这种模式耦合效应在任意位形下对IV-VI族铅化物半导体特性研究的影响, 并揭示它在实验中表现出来的复杂性.

本文 1992 年 2 月 12 日收到, 修改稿 1992 年 6 月 26 日收到.

*原联邦德国 Alexand von Humboldt 基金会部分资助课题.

1 Strip-Line 技术及光传播分析

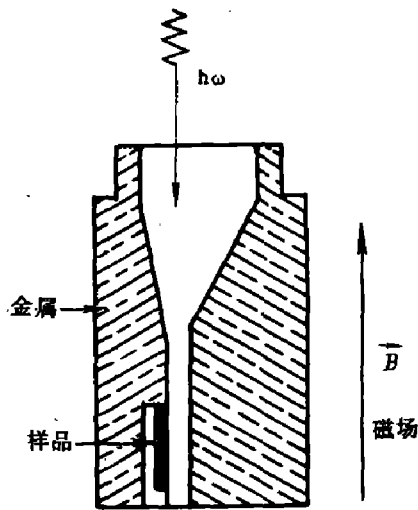


图1 非对称平行构形的 Strip-Line 装置示意图
(阴影部分为金属, 黑色部分是样品, 空白的是光通道)

Fig. 1 The scheme for the asymmetric parallel Strip-Line (The shadow, black and white parts indicate the brass, sample and optical channel, respectively)

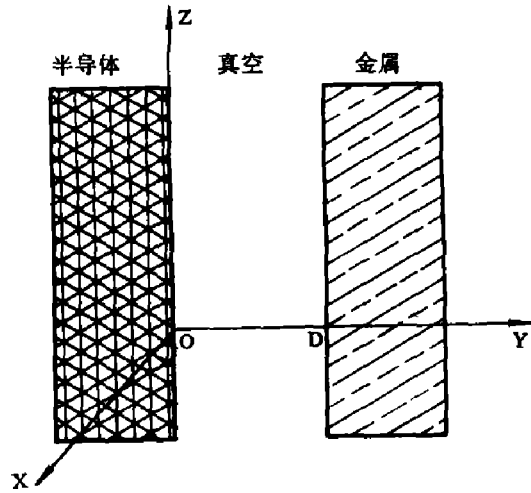


图2 为描述电磁波在非对称平行构形的 Strip-Line 中传播特性而选用的坐标系
(其中 D 是光学通道的宽度)

Fig. 2 The coordinate used for describing the propagating of the electro-magnetic wave in the asymmetric parallel Strip-Line (D is the width of the optical channel)

最初的 Strip-Line 技术是由 Drew 和 Sievers 发明的, 并用于金属物理学研究^[3]. 随后又被 Strom 等修正为一种矩形波导形式^[4]. 在本世纪 70 年代, 人们又发展了多种 Strip-Line 构形^[1]. 图 1 是一种平行构形下的 Strip-Line 实验装置示意图. 用低温将几乎是任意形状样品固定在黄铜体 Strip-Line 下部约 100 μm 深通道的顶部. 电磁波在光学通道中传播特性可以由 Maxwell 方程组求解. 本文以目前使用最广泛的非对称性 Strip-Line 结构为主要对象. 图 2 表示电磁波在波道中与半导体相互作用区, 图 2 中 3 个区域为半导体、真空和金属, 相应的介电函数可表为 ϵ_s 、 ϵ_v 和 ϵ_m , 即

$$\left\{ \begin{aligned} \vec{\epsilon}_s &= \begin{bmatrix} \epsilon_{xx} & \epsilon_{xy} & \epsilon_{xz} \\ \epsilon_{yx} & \epsilon_{yy} & \epsilon_{yz} \\ \epsilon_{zx} & \epsilon_{zy} & \epsilon_{zz} \end{bmatrix}, \\ \vec{\epsilon}_v &= \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}, \\ \vec{\epsilon}_m &= \begin{bmatrix} -\infty & 0 & 0 \\ 0 & -\infty & 0 \\ 0 & 0 & -\infty \end{bmatrix}. \end{aligned} \right. \quad (1)$$

通常 x 方向的线度为 y 方向线度的 100 倍以上, 所以可以近似地忽略模式在 x 方向上的分布. 由 Maxwell 方程组可得在真空与半导体中电磁场如下:

真空中

$$\begin{cases} E_x = A_v \sin[k_y(D-y)] e^{i(hz-\omega t)}, \\ E_y = B_v \cos[k_y(D-y)] e^{i(hz-\omega t)}, \\ E_z = C_v \sin[k_y(D-y)] e^{i(hz-\omega t)}; \end{cases} \quad (2)$$

半导体中

$$\begin{cases} E_x = (A_1 e^{-ik_{y1}y} + A_2 e^{-ik_{y2}y}) e^{i(hz-\omega t)}, \\ E_y = (B_1 e^{-ik_{y1}y} + B_2 e^{-ik_{y2}y}) e^{i(hz-\omega t)}, \\ E_z = (C_1 e^{-ik_{y1}y} + C_2 e^{-ik_{y2}y}) e^{i(hz-\omega t)}. \end{cases} \quad (3)$$

式中 E 为电矢量, k 为电磁波波矢, ω 是电磁波振荡频率, h 为电磁波在 z 方向传播常数, 其它参量如图 2 所示. 再结合界面的边界条件可以推得耦合方程组^[1]

$$h^2 + k_y^2 = k_0^2 = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2, \quad (4a)$$

$$\begin{aligned} & (h^2 + k_{y1}^2 - k_0^2 \epsilon_{xx})(h^2 - k_0^2 \epsilon_{yy})(k_{y1}^2 - k_0^2 \epsilon_{zz}) \\ & + k_0^2 \epsilon_{xz} \epsilon_{yx} (hk_{y1} - k_0^2 \epsilon_{zy}) + k_0^2 \epsilon_{zx} \epsilon_{xy} (hk_{y1} - k_0^2 \epsilon_{yz}) - k_0^2 \epsilon_{zx} \epsilon_{xz} (h^2 - k_0^2 \epsilon_{yy}) \\ & - (hk_{y1} - k_0^2 \epsilon_{zy})(hk_{y1} - k_0^2 \epsilon_{yz})(h^2 + k_{y1}^2 - k_0^2 \epsilon_{xx}) \\ & - k_0^2 \epsilon_{xy} \epsilon_{yx} (k_{y1}^2 - k_0^2 \epsilon_{zz}) = 0, \end{aligned} \quad (4b)$$

$$\begin{aligned} & (h^2 + k_{y2}^2 - k_0^2 \epsilon_{xx})(h^2 - k_0^2 \epsilon_{yy})(k_{y2}^2 - k_0^2 \epsilon_{zz}) \\ & + k_0^2 \epsilon_{xz} \epsilon_{yx} (hk_{y2} - k_0^2 \epsilon_{zy}) + k_0^2 \epsilon_{zx} \epsilon_{xy} (hk_{y2} - k_0^2 \epsilon_{yz}) - k_0^2 \epsilon_{zx} \epsilon_{xz} (h^2 - k_0^2 \epsilon_{yy}) \\ & - (hk_{y2} - k_0^2 \epsilon_{zy})(hk_{y2} - k_0^2 \epsilon_{yz})(h^2 + k_{y2}^2 - k_0^2 \epsilon_{xx}) \\ & - k_0^2 \epsilon_{xy} \epsilon_{yx} (k_{y2}^2 - k_0^2 \epsilon_{zz}) = 0, \end{aligned} \quad (4c)$$

$$\begin{aligned} & [G_1 k_0^2 \cos(k_y D) - ik_y \sin(k_y D)(G_1 k_{y1} + hB_1)] \\ & [k_y \cos(k_y D) - ik_{y2} \sin(k_y D)] \\ & - [G_2 k_0^2 \cos(k_y D) - ik_y \sin(k_y D)(G_2 k_{y2} + hB_2)] \\ & - [k_y \cos(k_y D) - ik_{y1} \sin(k_y D)] = 0. \end{aligned} \quad (4d)$$

其中参量 $B_{1,2}$ 、 $G_{1,2}$ 为

$$\begin{cases} B_{1,2} = \frac{k_0^2 \epsilon_{yx} \epsilon_{xz} - (h^2 + k_{y1,2}^2 - k_0^2 \epsilon_{xx})(hk_{y1,2} - k_0^2 \epsilon_{yz})}{(h^2 - k_0^2 \epsilon_{yy}) \epsilon_{xz} k_0^2 - k_0^2 \epsilon_{xy} (hk_{y1,2} - k_0^2 \epsilon_{yz})}, \\ G_{1,2} = \frac{(k_0^2 \epsilon_{yy} - h^2) B_{1,2}}{hk_{y1,2} - k_0^2 \epsilon_{yz}} + \frac{k_0^2 \epsilon_{yx}}{hk_{y1,2} - k_0^2 \epsilon_{yz}}. \end{cases} \quad (5)$$

式 (4) 的复变函数方程组决定了 4 个独立的复变量 h 、 k_y 、 k_{y1} 、 k_{y2} . 虽然对于这类方程组在数学上的求解仍有些困难, 对于本文的特殊问题, 我们采用迭代自洽的方法, 将在下一部分描述.

从式 (4) 获得传播系数 h 后便可算出电磁波在 Strip-Line 中的透射率 T 为

$$T = e^{-\alpha d}, \quad \alpha = \text{Im}(h). \quad (6)$$

由于 h 是半导体介电函数 $\bar{\epsilon}_s$ 的函数, d 为样品与电磁波相互作用长度, 因此对实验透射光

谱的拟合可以获得样品介电函数信息. 为了避开为获得 h 理论值而求解式 (4) 非线性复变函数方程组的数值计算困难, 人们对一些常用的 Strip-Line 构形作了一些忽略模式耦合的近似从而得到较为简单的公式. 如在平行构形下及单能谷半导体中, 半导体的介电函数张量中 ϵ_{zx} 、 ϵ_{zy} 、 ϵ_{xz} 、 ϵ_{yz} 均为零, 进一步在最低阶的准 TM 模式下有 $k_y^2 \ll k_0^2$, 在此条件下有

$$h \approx k_0 \left(1 + \frac{iD\sqrt{\epsilon_{zz}}}{2k_0} \right). \quad (7)$$

但这些近似将在四能谷的 IV-VI 族铅化物半导体中遇到较大的困难.

2 Strip-Line 技术在 IV-VI 族铅化物半导体磁光光谱中的应用

2.1 铅化物半导体在任意取向磁场中的介电函数

在 PbSe 和 PbTe 类铅化物半导体中, 有 8 个费密椭球位于一个立方体的 [111] 轴向上, 相对某个特定取向有 4 种不同类型的椭球. 对晶体坐标 (即 $\bar{x} \parallel [100]$, $\bar{y} \parallel [010]$, $\bar{z} \parallel [001]$), 磁场 \bar{B} 下第 i 能谷对电流密度的贡献为

$$\vec{j}_i(\omega) = \frac{N_i e^2 \left[e \vec{E}(\omega) \times (\vec{m}_i \bar{B}) + \frac{i e^2 \bar{B} (\vec{E}(\omega) \cdot \bar{B})}{\omega + i/\tau} - i \|\vec{m}_i\| (\vec{m}_i)^{-1} \vec{E}(\omega) (\omega + i/\tau) \right]}{e^2 \bar{B} \cdot (\vec{m}_i \bar{B}) - (\omega + i/\tau)^2 \|\vec{m}_i\|}. \quad (8)$$

式中 \vec{m}_i 和 N_i 是第 i 能谷的有效质量张量和自由载流子浓度, e 为电子电荷, τ 为弛豫常数. 4 种能谷相应的有效质量张量为

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{m}_i = T_i \bar{M} T_i^T, \\ \bar{M} = \begin{bmatrix} m_i & 0 & 0 \\ 0 & m_i & 0 \\ 0 & 0 & m_i \end{bmatrix}, \\ T_i = \begin{bmatrix} \cos\beta_i \cos\alpha_i & \sin\alpha_i & -\cos\alpha_i \sin\beta_i \\ -\sin\alpha_i \cos\beta_i & \cos\alpha_i & \sin\beta_i \sin\alpha_i \\ \sin\beta_i & 0 & \cos\beta_i \end{bmatrix}. \end{array} \right.$$

$i = 1, 2, 3, 4$ 表示在 [111], [1-11], [-1-11] 和 [-111] 方向的等能面球, 其中取 $\sin\beta_i = -\sqrt{2}/3$, $\alpha_1 = -\pi/4$, $\alpha_2 = \pi/4$, $\alpha_3 = 3\pi/4$, $\alpha_4 = 5\pi/4$. 用式 (8) 和关系式

$$\vec{j}_i = \vec{\sigma}_i \cdot \vec{E} \quad (9)$$

可求得 4 种能谷中自由载流子的电导率张量 $\vec{\sigma}_i$. 总电导率为 $\vec{\sigma} = 2 \sum_{i=1}^4 \vec{\sigma}_i$, 由此可得总有效介电函数张量为

$$\vec{\epsilon} = \epsilon_l \vec{I} + \frac{i\vec{\sigma}}{\epsilon_0 \omega}. \quad (10)$$

ϵ_l 包括了高频介电常数和横光学声子的贡献. 对于某些特殊的磁场相对晶体的位形, 已

有 $\bar{\epsilon}$ 的解析表达式, 但在一般情形下仍无解析表达式. 因此本文中为了研究一般位形问题采用了介电函数张量的数值解. 为了考察我们数值解的精度, 我们取了一些有精确解析表达式的特殊取向以比较两种方法得到的结果. 计算表明数值解相对误差小于 10^{-6} , 完全满足拟合实验曲线的需要.

2.2 传播常数 h 的求解

在给定介电函数张量条件下, 通过求解复变函数方程组式 (4) 即可得到复变量 h 的解. 在数值求解上, 我们采用了自洽求解方法. 具体过程如下: 首先设定 h 值, 代入式 (4a) 求出 k_y ; 再将 h 值代入式 (4b) 和式 (4c) 求出 k_{y1} , k_{y2} ; 然后将求得的 k_y , k_{y1} , k_{y2} 值代入 (4d) 式求出 h ; 最后将设定的 h 值换出求出的 h 值, 重复以上步骤, 直到 h 值满足自洽要求.

在上述过程中, 我们采用了 Müller 方法求解单元复变函数方程. 计算表明采用上述方法 h 的自洽速度还是较快的. 一般情况下在 10 次循环之内 h 值便达到 10^{-4} 精度.

2.3 模式耦合对 Strip-Line 透射磁光光谱的影响

由于求解耦合方程组式 (4) 在数学处理上的困难, 过去大部分工作都采用了无模式耦合近似, 从而将复杂的式 (4) 简化成式 (7). 在这一节我们通过比较简化近似下与严格求解下的计算结果来揭示在解释 Strip-Line 透射磁光光谱时应注意的几个方面.

表 1 理论计算与拟合曲线中使用的参量

Table 1 The parameters used in the theoretical calculation for experimental data fit

	图 3		图 4
	实线	点线	实线
m_i/m_0	0.031	0.031	0.0326
m_1/m_0	0.37	0.37	0.385
$N (\text{cm}^{-3})$	2.0×10^{19}	2.0×10^{19}	1.4×10^{19}
$\lambda (\mu\text{m})$	118	118	254
$\gamma (\text{cm}^{-1})$	4	8	3.8
$D (\mu\text{m})$	50	50	50
$d (\text{mm})$	5	5	5
ϵ_ϕ	432	432	432

图 3 给出了磁场在非特殊取向时 (如 $\vec{B} \parallel [1,2,3]$) 的三条 Strip-Line 透射光谱理论曲线. 其中实线和虚线的计算中所采用物理参量完全相同, 列于表 1, 表中字母所代表的物理量含义见前文, λ 为电磁波波长. 但这 2 条理论曲线无论在线型还是在结构上均有相当大的差异. 实线是考虑了模式耦合对复变函数方程组式 (4) 严格求解后得到的, 而虚线则是常用的对式 (4) 作无模式耦合近似从而简化成式 (7) 计算得到的. 图 3 中的箭头给出了由式 (10) 数值求解得到的介电函数谱中对应的 3 个回旋共振位置. 然而实线相应的计算曲线却有 5 个表观吸收结构, 所以由于模式耦合效应使光谱的表观共振个数与实际回旋共振个数不相同. 这些由于模式耦合引起的伪结构在自由载流子的弛豫因子较大时会变得模糊而分辨不出, 但主峰位置不变, 这一点如图 3 中的点线所示. 点线的表观共振数与实际共振数相同, 均为 3 个. 进一步比较点线与虚线的峰位, 可见模式耦合效应还将峰的磁场

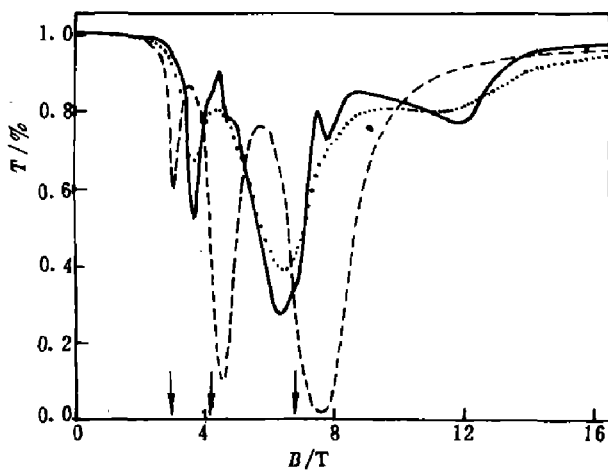


图3 理论上算得的 Strip-Line 透射光谱
Fig. 3 The theoretical Strip-Line transmission spectrum

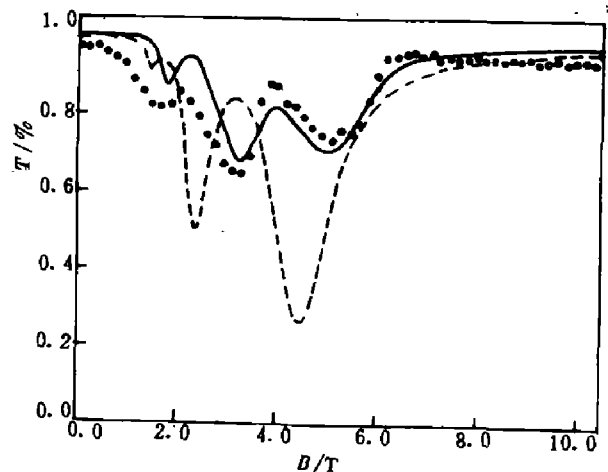


图4 P-PbTe 的 Strip-Line 透射光谱
Fig. 4 The Strip-Line transmission spectrum of P-PbTe sample

位置推向高磁场方向, 所以模式耦合会对光谱产生两种影响: 一是出现伪结构, 二是峰位向高磁场方向漂移. 前者已在 PbSe 的磁光光谱中观察到^[12], 后者将在下面的实验结果中明确地反映出来.

为了深入考察模式耦合效应对 Strip-Line 实验透射磁光光谱的影响, 我们测量了 P-PbTe 样品在深低温 1.6 K 下的磁光光谱. 选择样品晶向与磁场方向的一种一般情况, 即磁场方向位于 (110) 晶面并与 [001] 晶向成 70° 角. 采用的光源是 CO₂ 激光泵浦的远红外激光器. 磁场由 Oxford 超导磁体系统提供. 辐射探测由碳玻璃探测器完成. 为了提高测量灵敏度采用了锁相技术. 实验中记录了在固定激光波长下, 远红外激光经过 Strip-Line 并与样品相互作用后的透射强度随磁场的扫描. 实验采用的 Strip-Line 构形如前面讨论的非对称性平行构形 (如图 1 所示).

图 4 中圆圈为实验点. 光谱在 1.7、3.3 和 5.0 T 处均有明显的表观共振结构. 从样品相对磁场的取向分析可知位于 1.7 T 的结构是由 (110) 晶面之外的 2 个简并能谷引起的, 而 3.3 T 和 5.0 T 两个结构则是位于 (110) 晶面内的 2 个能谷对应的回旋共振所致. 采用 2.1 节和 2.3 节描述的方法计算理论光谱曲线并拟合实验光谱, 可得如表 1 中所列的物理参量. 其中 N 、 m_l 、 m_t 和 γ 因子是拟合参量, 其它均为实验条件所确定. 拟合计算表明, 3 个透射谷的位置对 m_l 十分敏感, 而 m_t 则对 3 个谷位置的比例关系有较大影响, N 对谷位置影响较小但对谷结构的强弱影响较大, 影响谷强弱的还有 γ 因子, 具体各参量对谷位置的影响强度列于表 2. 所以应用 Strip-Line 光谱可以较准确地确定样品中自由载流子的有效质量. 图 4 还显示了应用完全相同物理参量而近似忽略模式耦合计算的理论曲线 (由虚线表示), 与实验曲线相差甚远. 如果应用式 (7) 拟合曲线, 则获得的有效质量参量偏大 50%. 这是由于在目前条件下, 式 (7) 的近似成立条件中 ϵ_{zx} 、 ϵ_{zy} 、 ϵ_{yz} 、 ϵ_{xz} 为零的条件不再成立. 具体的实验结果也表明了模式耦合问题对正确解释实验光谱是十分重要的.

表 2 各拟合参量 (γ) 对 Strip-Line 透射光谱的影响.(其中 B_1 , B_2 和 B_3 分别表示 Strip-Line 透射光谱中谷的位置, 所有数值对应于 $\Delta\gamma/\gamma = 10\%$)Table 2 The influence of the fitting parameter (γ) on the Strip-Line transmission spectra(B_1 , B_2 and B_3 indicate the valley positions in the Strip-Line transmission spectra.All the values are resulted from the relative change of $\Delta\gamma/\gamma = 10\%$)

γ	$(\Delta B_1 / B_1) (\%)$	$(\Delta B_2 / B_2) (\%)$	$(\Delta B_3 / B_3) (\%)$
m_r	11	7	4
m_l	0.5	4	6
γ	0.5	0.6	-1
N	0	0	-0.3

我们从实验光谱拟合得 P-PbTe 中空穴有效质量为 $m_r = 0.0326m_0$, $m_l = 0.385m_0$. 为了与用其它方法获得的空穴有效质量相比较, 我们采用了 6 能带 $\vec{K} \cdot \vec{P}$ 模型, 并根据用远红外反射光谱测得的样品载流子浓度 $N = 2.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 推算出空穴在价带顶的有效质量 $m_{\text{leb}} = 0.024m_0$, 与其它工作一致.

另外, 计算还表明本工作中介电函数中的声子项 ϵ_l 对磁光光谱没有影响.

3 结论

本文在 Strip-Line 技术的基本电磁波传播理论的基础上, 首次解决了模式耦合问题中的复变函数方程组数值求解问题. 进而深入地从理论和实验两方面展示了模式耦合效应对磁光光谱的影响. 基于对这一效应的正确处理拟合的实验光谱图获得了 P-PbTe 的空穴有效质量.

参考文献

- 1 Ortenberg M von. *Infrared and Millimeter Wave*, 1980,3:275
- 2 Ortenberg M von. *Infrared Physics*, 1978,18:735
- 3 Drew H D, Sievers A J. *Phys. Rev. Lett.*, 1967,19:697
- 4 Strom U, Drew H D, Koch J F. *Phys. Rev. Lett.*, 1971,26:1110

THE APPLICATION OF THE STRIP-LINE TECHNIQUE IN THE FAR INFRARED MAGNETOSPECTROSCOPY OF IV-VI SEMICONDUCTORS*

Lu Wei

*(National Laboratory for Infrared Physics, Shanghai Institute of Technical Physics,
Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200083, China)*

M. von Ortenberg

(Institute für Halbleiterphysik und Optik TU Braunschweig, F. R. Germany)

W. Dobrowolski

(IFPAN Warsaw, Poland)

Abstract: The Strip-Line technique and its principle are described in this paper. The mode coupling problem in the application of the Strip-Line technique has been studied. The importance of the mode coupling problem has been shown in the study of magnetospectroscopy for the IV-VI lead compound semiconductors by the Strip-Line technique.

Key words: lead compound semiconductors, far infrared, magnetospectroscopy.

* The project partly supported by the Alexand von Humboldt Foundation of F. R. Germany.