

07

© 1991 г.

## РЕЗОНАНСНЫЕ ЭФФЕКТЫ, ОБУСЛОВЛЕННЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЕМ ПЭВ ПРИ ПОЧТИ НОРМАЛЬНОМ ПАДЕНИИ ПУЧКА СВЕТА НА СИНУСОИДАЛЬНУЮ ПОВЕРХНОСТЬ

*Л. В. Беляков, В. И. Ваксман, Д. Н. Горячев, А. В. Кац,  
Б. Л. Румянцев, И. С. Спевак, О. М. Сресели*

Теоретически и экспериментально исследованы спектральные зависимости амплитуды ПЭВ при взаимодействии с «резонансными» дифракционными решетками. Показано, что возбуждение ПЭВ при малых углах падения света имеет ряд особенностей, проявляющихся на глубоких решетках: 1) при возбуждении параллельным пучком максимальный резонанс достигается при некотором оптимальном угле падения, величина которого определяется глубиной решетки и оптическими постоянными материала; 2) вследствие этого увеличение расходимости пучка улучшает параметры резонансного отклика при нормальном падении света на глубокую решетку, т. е. улучшает согласование ПЭВ с возбуждающим светом.

Эффект малоуглового усиления резонанса может быть полезен для компенсации расходимости световых пучков при возбуждении ПЭВ на дифракционных решетках.

### Введение

Рассеяние света на металлических дифракционных решетках носит резонансный характер при условии, что один или несколько дифракционных спектров скользят вдоль поверхности раздела, возбуждая поверхностную электромагнитную волну (ПЭВ) [1]. Резонанс дифрагировавших волн с ПЭВ приводит к сильному перераспределению отраженного и поглощенного потоков излучения, причем наиболее сильно эти эффекты проявляются в случае резонанса в спектрах первого порядка.

Если вектор решетки совпадает с двумерным волновым вектором ПЭВ для данной частоты света (так называемая «резонансная» решетка), то ПЭВ возбуждается при падении света под малым углом к нормали. В этом случае резонанс осуществляется одновременно в  $+1$ -м и  $-1$ -м порядках дифракции, при этом степень перекрытия резонансов зависит от глубины решетки, оптически постоянных металлов и угла падения.

Целью данной работы является теоретическое и экспериментальное исследование спектральных зависимостей амплитуды поля ПЭВ при взаимодействии с резонансными решетками. В теоретической части излагается аналитическая теория дифракции света на хорошо проводящей решетке в малоугловом приближении.

В разделе 2 описывается метод детектирования ПЭВ, состоящий в измерении фотоответа структур металл—полупроводник с периодически профилированной поверхностью при возбуждении ПЭВ на поверхности металла, граничащей с воздухом.

В разделе 3 приводятся расчетные и экспериментальные спектры фотоответа при различных малых углах падения света и разных глубинах дифракционных решеток. Приведены соответствующие кривые для случая плоской волны и с учетом усреднения по конечной ширине пучка.

# 1. Теория

Пусть на синусоидальную поверхность  $z = \zeta(x) = a \cdot \cos Gx$  падает  $p$ -поляризованная электромагнитная волна  $\mathbf{e}_y H \exp[i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)]$ . Здесь  $H$  — амплитуда магнитного поля,  $\omega$  — частота,  $\mathbf{k} = (\omega/c)(\sin \theta, 0, \cos \theta)$  — волновой вектор падающей волны,  $\theta$  — угол падения,  $Ga \ll 1$ . В результате дифракции падающего излучения на решетке (ДР) возникают дифракционные спектры

$$\mathbf{e}_y H_m \exp[i(k_m x + q_m z - \omega t)], \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots,$$

$$k_m = \frac{\omega}{c} \sin \theta + mG, \quad q_m = \left[ \left( \frac{\omega}{c} \right)^2 - k_m^2 \right]^{1/2}; \quad \text{Re}, \text{Im } q_m \leq 0,$$

ось  $z$  направлена в среду по нормали к средней поверхности.

В случае хорошо проводящей среды амплитуды  $H_m$  рассеянных волн вне среды можно определить из граничного условия Леонтовича при  $z = \zeta(x)$

$$\mathcal{E}_t = \xi \mathcal{H}_t \mathbf{n}, \quad (1)$$

где  $\xi = \xi' + i\xi'' \equiv 1/\sqrt{\epsilon}$  — поверхностный импеданс,  $\xi' > 0$ ,  $\xi'' < 0$ ;  $\mathbf{n} \cong \mathbf{e}_z - \nabla \zeta$  — нормаль к поверхности  $\zeta(x)$ , направленная в среду;  $\mathcal{E}_t$  и  $\mathcal{H}_t$  — тангенциальные компоненты электрического и магнитного полей

$$\mathcal{H} = \mathbf{e}_y \left\{ H \cdot \exp[i(k_0 x + q_0 z - \omega t)] + \sum_{m=-\infty}^{\infty} H_m \cdot \exp[i(k_m x + q_m z - \omega t)] \right\}, \quad (2)$$

аналогично для  $\mathcal{E}$ .

Подставляя разложение (2) в граничное условие (1), получаем систему уравнений для амплитуд  $X_m = H_m/H$  [2]

$$\sum_{m=-\infty}^{\infty} A_{mn} X_m = B_n, \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \quad (3)$$

где

$$A_{mn} = i^m I_{m-n}(-s_m) \left[ \beta_m + \xi + \frac{(m-n)g(\sin \theta + mg)}{\beta_m + \beta_0} \right],$$

$$s_m = ak(\beta_m + \beta_0); \quad g = \frac{G}{k}; \quad k = \frac{\omega}{c}; \quad \beta_m = \frac{-q_m}{k}; \quad \text{Re}, \text{Im } \beta_m \geq 0;$$

$$B_0 = \beta_0 - \xi; \quad B_{\pm 1} = \mu \cdot \sin \theta; \quad B_n \sim \mu^{|n|}; \quad |n| \geq 2; \quad \mu = \frac{Ga}{2};$$

$J_{m-n}$  — функция Бесселя.

Отметим, что в резонансном случае  $|\beta_m + \xi| \ll 1$ ,  $m = \pm 1$  малость диагональных коэффициентов  $A_{mm}$ ,  $m = \pm 1$  приводит к малости детерминанта системы. Для получения аналитического решения систему (3) необходимо обрезать. Очевидно, обрезание будет корректным, если при последующем расширении усеченной системы ее решение отличается от решения основного приближения добавками более высокого порядка малости. В квадратичном по  $\mu$  приближении достаточно поэтому ограничиться пятью центральными уравнениями системы ( $n = 0, \pm 1, \pm 2$ ), удерживая в них амплитуды  $X_m$ ,  $m = 0, \pm 1, \pm 2$ . Дальнейшее расширение системы за счет включения новых уравнений и спектров приводит только к малым поправкам к решениям  $X_m$  ( $m = 0, \pm 1, \pm 2$ ).

При почти нормальном падении наличие малого параметра  $\theta \ll 1$  (в дополнение к малым параметрам  $\beta_{\pm 1}$ ,  $\xi$ ,  $\mu$ ) позволяет существенно упростить коэффициенты системы. Ограничиваясь главными членами, имеем

$$X_0 = \frac{\Delta_-}{\Delta_+}, \quad X_m = \frac{2i\mu\gamma_{\bar{m}}}{\Delta_+}, \quad X_2 = \frac{-2i\mu^2\gamma_{\bar{m}}}{\sqrt{3}\Delta_+}, \quad (4)$$

где

$$\Delta_{\pm} = \gamma_1 \bar{\gamma}_1 \pm \mu^2 (\gamma_1 + \bar{\gamma}_1), \quad \bar{m} = -m, \quad m = \pm 1,$$

$$\gamma_m = \beta_m + \xi - \frac{i\mu^2}{\sqrt{3}}, \quad \beta_m = [1 - (\theta + mg)^2]^{1/2}, \quad \theta \ll 1.$$

Формулы (4) описывают как однорезонансный случай, когда амплитуды  $X_1$  и  $X_{\bar{1}}$  можно детектировать по отдельности, так и случаи частичного или полного перекрытия резонансов.

Выражение для полей в однорезонансном и в вырожденном случаях строго нормального падения получается из (4) в результате предельного перехода  $|\gamma_{\bar{m}}| \gg |\gamma_m|$  или  $\gamma_{\bar{m}} = \gamma_m$  соответственно. В обоих случаях максимумы амплитуды  $|X_m|$  по углу падения (или по длине волны) при заданной глубине решетки достигаются при резонансном условии

$$\beta_m(g, \theta) = i \left( -\xi'' + \frac{\mu^2}{\sqrt{3}} \right). \quad (5)$$

В резонансе (5)  $|X_m|$  как функция глубины решетки достигает максимума при

$$\mu^2 = \xi' \quad \text{или} \quad \mu^2 = 0.5\xi' \quad (6)$$

для однорезонансного и вырожденного случаев соответственно, причем эти условия отвечают и полному подавлению зеркального отражения (ПЗО) [3, 4].

В общем случае связанных резонансов оптимальная глубина решетки, отвечающая ПЗО и максимуму амплитуды ПЭВ, зависит от угла падения. Для решетки заданной глубины из условия  $X_0 = 0$  можно найти оптимальный угол падения  $\theta_0$

$$\theta_0^2 = \xi' (2\mu^2 - \xi') \left( \frac{\mu^2}{\sqrt{3}} - \xi'' \right)^2, \quad (7)$$

отвечающий ПЗО и максимуму амплитуды ПЭВ.

В отсутствие уходящих от границы резонансных волн ( $\text{Re } \beta_m = 0, m = \pm 1$ ) решения (4) удовлетворяют закону сохранения

$$\xi' (|X_1|^2 + |X_{\bar{1}}|^2) = 1 - |X_0|^2, \quad (8)$$

где слева стоит резонансная часть поглощенного потока излучения  $\Phi \sim [\mathcal{E} \cdot \mathcal{H}^*]_z \sim \xi' |\mathcal{H}_z|^2$ , а правая часть равна падающему потоку за вычетом отраженного (все нормировано на величину падающего потока  $\Phi_0 = (c/8\pi) H^2$ ). В общем случае прошедший (поглощенный) поток равен

$$\Phi = \xi' \Phi_0 \left( 1 + |X_0|^2 + \sum_{m=\pm 1, \pm 2} |X_m|^2 \right). \quad (9)$$

Из (8) следует, что при условии ПЗО поглощенный поток максимален и соответственно достигают максимума все эффекты, пропорциональные прошедшему потоку: нагревание, фотоотклик и др.

## 2. Методика эксперимента

Для детектирования ПЭВ нами была использована методика измерения фотоответа структур металл—полупроводник (диодов Шоттки) с синусоидально профилированной поверхностью [5]. Решетка изготавливалась методом фотохимического травления полупроводника ( $n$ -GaAs, [100],  $n = 2 - 4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ). Поверх решетки в высоком вакууме напылялся слой металла (Ag) толщиной 0.07—0.1 мкм. Структура герметизировалась с целью замедлить окисление серебра.

Образцы освещались пучком монохроматического  $p$ -поляризованного света. Когда на внешней границе раздела воздух—металл с помощью решетки возбуждается ПЭВ, амплитуда электромагнитного поля многократно возрастает не только вблизи этой грани, но и в приповерхностной области полупроводника (ОПЗ), что проявляется в виде резкого пика в спектре фотоответа диода Шоттки [5]. Измеряя величину фототока, мы фактически измеряем величину, пропорциональную интенсивности поля ПЭВ. При достаточно толстых слоях металла угловое положение и форма пика фотоответа с хорошей точностью повторяют спектральную зависимость интенсивности ПЭВ.

Спектральные зависимости фотоответа структур измерялись на установке, содержащей источник света (галогенная лампа с конденсорной системой), монохроматор МДР-2 с поляризатором Глана на выходной щели и оптические элементы, обеспечивающие параллельность выходного пучка.

Разрешение спектральных кривых фотоответа, в том числе снятие вырождения ПЭВ при малоугловом падении света, ограничивается в основном расходимостью светового пучка в спектральной установке; в эксперименте при щелях монохроматора 0.25/0.25 мм угловая расходимость светового пучка составляла 7–8' (немонохроматичность 0.65 нм), а при ширинах 0.5/0.5 мм — около 18'.

### 3. Результаты

Расчет по формулам (4) и (9) спектральных зависимостей интенсивности ПЭВ для дифракционных решеток с разными глубинами подтвердил, что на глубоких решетках ( $\mu^2 > \xi'$ ) при угле падения  $\theta_0 > 0$  наблюдается сдвоенный резонанс, который значительно уже и выше вырожденного резонанса при нормальном падении.

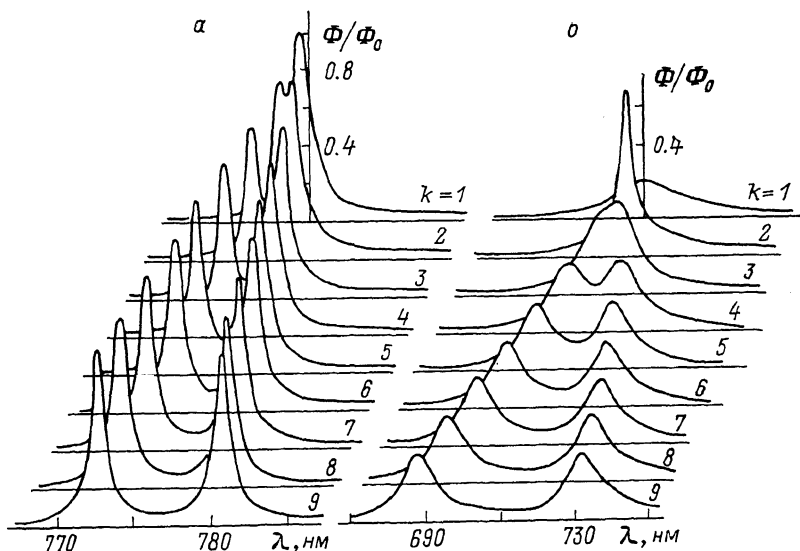


Рис. 1. Спектральные зависимости прошедшего потока излучения при возбуждении ПЭВ строго параллельным монохроматическим источником света.

a — мелкая решетка:  $d=762$  нм,  $a=10$  нм, угол падения  $\theta=(k-1)/24$  град,  $k=1 \dots 9$ ; б — глубокая решетка:  $d=689$  нм,  $a=40$  нм, угол падения  $\theta=(k-1)/4$  град,  $k=1 \dots 9$ .

На рис. 1 представлены вычисленные теоретически спектральные характеристики светового потока  $\Phi$  на гофрированной границе воздух—серебро (параметры Ag из работы [6], в частности  $\xi=0.004-i 0.23$  при  $\lambda=0.7$  мкм) для двух решеток, исследовавшихся экспериментально при разных углах падения света. В соответствии с (7) для мелкой решетки ( $a=10$  нм) оптимальный угол падения  $\theta_0 \approx 0$ , для глубокой решетки ( $a=40$  нм)  $\theta_0 \approx 0.23^\circ$ . Отметим узость резонансов на мелкой решетке. Вообще спектральная ширина одночастотного резонанса равна  $\Delta\lambda=d \cdot \delta$ , где  $d$  — период решетки,  $\delta=(\xi'+\mu^2)(-\xi''+(\mu/\sqrt{3}))$  — угловая ширина резонанса. Согласно этой формуле, угловые ширины резонансов на мелкой и глубокой решетках равны соответственно  $\delta=0.08^\circ \approx 5'$  и  $\delta=0.3^\circ$ . Расщепление двойного резонанса на одиночные происходит при угле падения  $\theta \geq \delta$ . Графики подтверждают эти оценки. Подчеркнем, что всегда  $\theta_0 < \delta$ .

Экспериментальные спектральные характеристики фотоответа структур Шоттки с разной глубиной ДР, измеренные при разных углах падения света на образец, показаны на рис. 2 и 3.

На рис. 2 глубина ДР близка к оптимальной для вырожденного резонанса. Амплитуда фотоответа максимальна при нормальном падении света, при малых

углах наклона величина фототокта уменьшается, пик расширяется и раздвигается, причем раздвоение наблюдается при углах, соответствующих угловому разрешению установки.

На рис. 3 приведены спектральные характеристики структуры с глубокой решеткой при разных углах падения света. Видно, что при нормальном падении света фототок не максимален, а при отклонении от нормали происходят возрастание и сужение резонансного сигнала. При дальнейшем увеличении угла падения наблюдается уменьшение и уширение пика с последующим раздвоением.

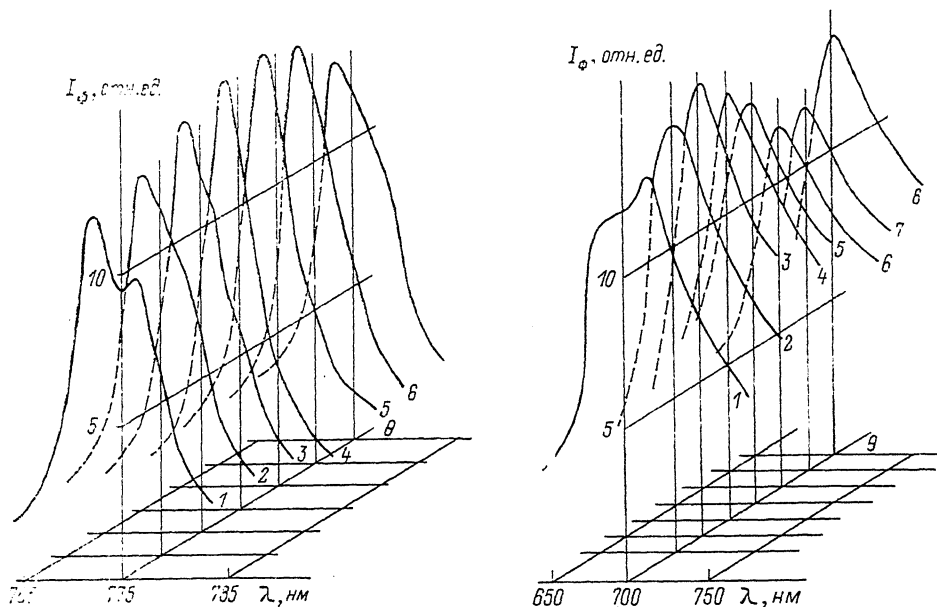


Рис. 2. Спектральные характеристики структуры  $\text{Ag} (700 \text{ \AA})-\text{GaAs}$  при разных углах падения  $p$ -поляризованного света.

$\theta = +10$  (1),  $+7.5$  (2),  $+5$  (3),  $+2.5$  (4),  $0$  (5),  $-7.5$  (7). Параметры решетки:  $d=762 \text{ нм}$ ,  $a=10 \text{ нм}$ . Угловая расходимость светового пучка  $7 \dots 8'$ .

Рис. 3. Спектральные характеристики структуры  $\text{Ag} (800 \text{ \AA})-\text{GaAs}$  при разных углах падения света.

$\theta$ , град:  $+1.75$  (1),  $+1.0$  (2),  $+0.5$  (3),  $+0.25$  (4),  $+0.125$  (5),  $0$  (6),  $-0.125$  (7),  $-0.25$  (8). Параметры решетки:  $d=689 \text{ нм}$ ,  $a=40 \text{ нм}$ . Угловая расходимость светового пучка  $0.3^\circ$ .

При качественном совпадении результатов теории и эксперимента обращает на себя внимание количественное различие; это вызвано прежде всего тем, что на рис. 1 приведены результаты расчета для строго параллельного пучка монохроматического света, а реальная спектральная установка обладает конечной расходимостью пучка и определенной некогерентностью света.

Расходимость пучка была учтена в расчете путем вычисления свертки угловой зависимости  $\Phi(\lambda, \theta)$  с диаграммой направленности падающего пучка, аппроксимированной прямоугольной функцией заданной ширины. На рис. 4 приведены зависимости, аналогичные зависимостям рис. 1 для расходящихся пучков. Эти кривые существенно ближе к экспериментальным, хотя спектральная ширина резонанса и остается примерно в два раза меньше экспериментальной. Возможно, это расхождение связано с тем, что учет расходимости осуществлялся в одномерной модели (для щелевого пучка, бесконечно широкого вдоль штрихов решетки), тогда как реальный пучок является двумерным.

Сравнивая кривые рис. 1 и 4 при нормальном падении, получаем парадоксальный, на первый взгляд, результат: чем больше расходимость, тем лучше согласование ПЭВ с возбуждающим светом. Это объясняется тем, что при нормальном падении расходящихся пучков периферийная часть излучения в действительности падает на решетку под углами, близкими к оптимальному  $\theta_0$ , увеличивая суммарный сигнал. По этой же причине уменьшается фототок при оптималь-

ном угле падения (по сравнению со случаем плоской волны). С увеличением расходимости пучка угловая зависимость потока  $\Phi(\lambda, \theta)$  на резонансной длине волны сглаживается, и при большой расходимости эффект усиления резонанса при  $\theta = \theta_0$  становится слабым, а раздвоение резонансных экстремумов происходит при довольно больших углах, определяющихся угловой расходимостью пучка.

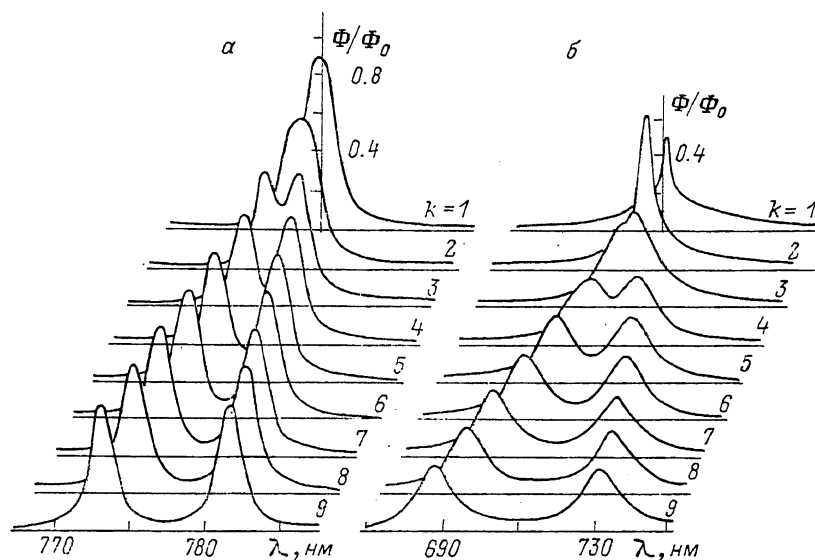


Рис. 4. Спектральные зависимости прошедшего потока излучения при возбуждении ПЭВ расходящимся пучком света.

Параметры решеток те же, что и на рис. 1; а — мелкая решетка (расходимость пучка  $7.5^\circ$ ), б — глубокая решетка (расходимость пучка  $0.3^\circ$ ).

### Выводы

Возбуждение ПЭВ при малых углах падения света на ДР имеет ряд особенностей, проявляющихся на глубоких решетках ( $\mu^2 > \xi'$ ).

1) При возбуждении ПЭВ параллельным пучком максимальный резонанс достигается при оптимальном угле падения  $\theta_0$ , величина которого определяется глубиной решетки и оптическими постоянными материала. При этом существенно, что решетка может быть достаточно глубокой (в пределах  $a \ll d$ ).

2) Это приводит к нетривиальному эффекту: увеличение расходимости пучка улучшает параметры резонансного отклика при нормальном падении света на глубокую решетку, т. е. улучшает согласование ПЭВ с возбуждающим светом.

Эффект малоуглового усиления резонанса может иметь определенный практический интерес. Использование узкополосных селективных резонансных диодов Шоттки, например, в ВОЛС, рассчитано на параллельные и монохроматические пучки света. Поскольку реальные линии характеризуются конечной расходимостью световых пучков, что приводит к расширению спектрального пика фотоприемника, то использование более глубоких ДР позволит частично компенсировать это расширение.

### Список литературы

- [1] Поверхностные поляритоны / Под ред. В. М. Аграновича и Д. Миллса. М.: Наука, 1985. 525 с.
- [2] Кац А. В., Маслов В. В. // ЖЭТФ. 1972. Т. 62. Вып. 2. С. 496—504.
- [3] Гандельман Г. М., Кондратенко П. С. // Письма в ЖЭТФ. 1983. Т. 33. Вып. 5. С. 246—248.
- [4] Азманов С. А., Семиногов В. Н., Соколов В. И. // ЖЭТФ. 1987. Т. 93. Вып. 5 (11). С. 1654—1669.
- [5] Беляков Л. В., Горячев Д. Н., Сресели О. М., Ярошецкий И. Д. // Письма в ЖТФ. 1985. Т. 11. Вып. 19. С. 1162—1165.
- [6] Johnson P. V., Christy R. W. // Phys. Rev. 1972. Vol. 6B. N. 12. P. 4370—4379.