

Наиболее вероятное объяснение рекомбинационных оптических переходов через середину запрещенной зоны $a\text{-Si}_3\text{N}_4$, как и в случае ФЛ халькогенидных стекол, нельзя найти в рамках простейшей зонной диаграммы, не учитывающей смещения (поляризации) решетки вблизи центров. По всей видимости, также необходимо полагать, что при захвате (освобождении) неравновесных носителей, находящихся в хвостах зон, за счет выделения энергии возможны изменения ближайшего окружения центров, приводящие к возникновению нового, метастабильного состояния вблизи середины запрещенной зоны. Последующая излучательная рекомбинация будет теперь соответствовать энергии $\sim E_g/2$ [7, 10]. Обычно в этом случае при рассмотрении изменения зарядового состояния центров используется модель заряженных центров — D -центров с оборванными связями [10], в соответствии с которой дефект может находиться в трех зарядовых состояниях D^+ , D^- и D^0 , причем полагается, что реакции $2D^0 \rightarrow D^+ + D^-$ является энергетически выгодной (состояние с отрицательной эффективной корреляционной энергией). Неравновесные носители при генерации электронно-дырочных пар захватываются на соответствующие состояния D^+ и D^- , в результате чего образуются метастабильные состояния D^0 в середине запрещенной зоны.

Отметим, что в определенном смысле состояния D^0 действительно метастабильны по отношению к воздействию температуры и облучению. В частности, нами наблюдался отжиг 3-полосы ($T=850^\circ\text{C}$, $t=30$ мин для МСВ и ТХН образцов $a\text{-Si}_3\text{N}_4$) — медленная люминесценция тушилась полностью. А при стационарном возбуждении наблюдается эффект «усталости», как и в [2], который обычно связывают с «выключением» части центров D^0 из рекомбинационного процесса.

Необходимо отметить, что наиболее подходящим кандидатом на роль такого центра в $a\text{-Si}_3\text{N}_4$ следует считать центры Si^0 . Действительно, теоретические расчеты [11] показали, что оборванные связи кремния Si^0 имеют амфотерное состояние вблизи середины запрещенной зоны. Сообщалось также [12], что в исходных образцах (образцы типа МС) был обнаружен ЭПР сигнал, который связывается с оборванными связями кремния.

В таком случае экспериментальным подтверждением предполагаемой модели для объяснения ФЛ 3-полосы будет наблюдение фотоиндуцированного ЭПР сигнала.

Литература

- [1] *Vasilev V. V., Mikhailovskii I. P., Svitashv K. K.* Phys. Stat. Sol. (a), 1986, v. 95, N 1, p. K37—K42.
- [2] *Агафонов А. И., Долгов М. В., Лохныгин В. Д.* и др. Письма в ЖТФ, 1986, т. 12, № 1, с. 10—13.
- [3] *Pundur P. A., Shavalgin J. G., Gritsenko V. A.* Phys. Stat. Sol. (a), 1986, v. 94, N 2, p. K107—K112.
- [4] *Васильев В. В., Михайловский И. П., Эпов А. Е.* Микроэлектроника, 1984, т. 13, № 5, с. 474—476.
- [5] *Барабан А. П., Коноров П. П., Кричинин С. А.* ФТТ, 1985, т. 27, № 1, с. 207—209.
- [6] *Есаев Д. Г., Синица С. П.* Микроэлектроника, 1984, т. 13, № 5, с. 448—455.
- [7] *Фишер Р.* В кн.: Аморфные полупроводники / Под ред. Бродски М. М.: Мир, 1982, с. 201—237.
- [8] *Lieske N., Hezel R.* Thin Solid Films, 1979, v. 61, N 2, p. 217—228.
- [9] *Kärcher R., Ley L., Johnson R. L.* Phys. Rev. B, 1984, v. 30, N 4, p. 1896—1910.
- [10] *Street R. A.* Advances in Physics, 1976, v. 25, N 4, p. 397—454.
- [11] *Robertson J., Powell M. J.* Appl. Phys. Lett., 1984, v. 44, N 4, p. 415—417.
- [12] *Fujita S., Sasaki A. J.* Electrochem. Soc., 1985, v. 132, N 2, p. 398—402.

Институт физики полупроводников
СО АН СССР
Новосибирск

Поступило в Редакцию
26 декабря 1986 г.

Журнал технической физики, т. 58, в. 4, 1988

ПОГОННЫЙ ИМПЕДАНС ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ

Г. А. Вугальтер, М. Б. Рогожина, Б. Н. Гусев, А. Г. Гуревич

При исследовании бегущих спиновых (магнитостатических) волн в магнитных пленках необходимо знать погонный импеданс преобразователей, при помощи которых осуществляется возбуждение и прием таких волн. Расчет этой величины основывается на численном

решении интегрального уравнения, полученного в [1, 2] для плотности тока на металлических электродах микрополоскового преобразователя или интегрального уравнения, полученного в [3] для магнитной индукции в щелях копланарного преобразователя. Численное решение таких интегральных уравнений является чрезвычайно сложным [4]. Поэтому представляет интерес определение погонного импеданса Z_1 по результатам измерений характеристик преобразователя. В работе [5] погонный импеданс микрополоскового преобразователя определялся по измеренным значениям модуля и фазы коэффициента отражения Γ на входе преобразователя. Такой метод требует применения специальной измерительной аппаратуры и связан со значительными погрешностями измерения фазы. В данной работе величина Z_1 определялась по измерениям $|\Gamma|$ на входе преобразователя и модуля коэффициента передачи в нагрузку, которая подключалась к его выходному концу. Эти измерения могут быть выполнены с достаточной точностью при использовании стандартной аппаратуры.

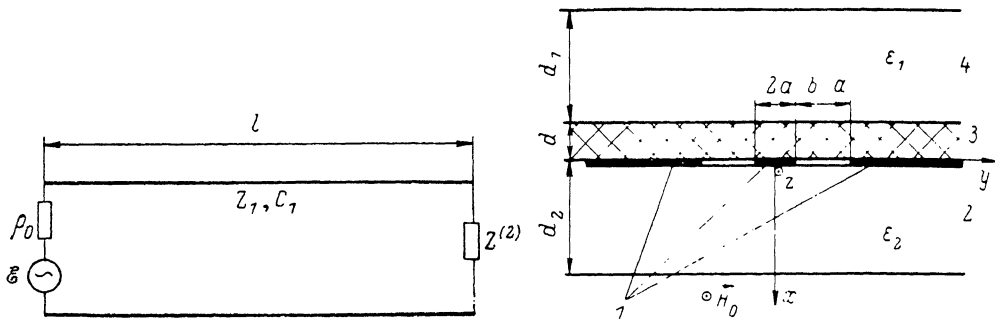


Рис. 1. Эквивалентная схема преобразователя.

Рис. 2. Симметричный копланарный преобразователь (1) на диэлектрической подложке (2), на котором расположена ферритовая пленка (3) на подложке (4). Магнитное поле H_0 параллельно оси z .

$$2a=30 \text{ мкм}, b-a=200 \text{ мкм}, d=7.2 \text{ мкм}, d_1=d_2=0.5 \text{ мм}, (4\pi M_0)_\phi \phi_1=1835 \text{ Гс}, H_0=800 \text{ Э.}$$

Рассмотрим преобразователь (рис. 1), на вход которого от генератора по подводящей линии с характеристическим сопротивлением ρ_0 падает электромагнитная волна с частотой ω , а на выходе подключена нагрузка с импедансом $Z^{(2)}$. Как показано в [6] для микрополоскового и в [7] для копланарного преобразователей, они описываются телеграфными уравнениями

$$\frac{dV(z)}{dz} = -Z_1 I(z), \quad \frac{dI(z)}{dz} = i\omega C_1 V(z), \quad (1)$$

где $V(z)$ — напряжение между полоской и экраном или полуплоскостями; $I(z)$ — полный ток, текущий по полоске; C_1 — погонная емкость, например, для копланарного преобразователя (рис. 2) равная [7]

$$C_1 \simeq \frac{\epsilon_1 + \epsilon_2}{2\pi} K\left(\frac{a}{b}\right) \left[K\left(\sqrt{1 - \frac{a^2}{b^2}}\right) \right]^{-1}, \quad (2)$$

где K — полный эллиптический интеграл первого рода.

Уравнения (1) дополняются граничными условиями

$$\mathcal{E} = I(0)\rho_0 + V(0), \quad V(l) = Z^{(2)}I(l). \quad (3)$$

Здесь \mathcal{E} — эдс генератора, связанная с мощностью P_0 электромагнитной волны, падающей на вход преобразователя, соотношением

$$P_0 = \frac{1}{8\rho_0} |\mathcal{E}|^2.$$

Если погонные параметры преобразователя Z_1 и C_1 известны, то, решая телеграфные уравнения, нетрудно найти коэффициент передачи мощности в нагрузку

$$K_{12} = \frac{\text{Re } Z^{(2)} |I(l)|^2}{2P_0} = \frac{4\rho_0 \text{Re } Z^{(2)}}{|\rho_0 + Z_{\text{вх}1}|^2} \left| \cos hl - \frac{hZ^{(2)}}{Z_1} \sin hl \right|^{-2} \quad (4)$$

и модуль коэффициента отражения

$$|\Gamma| = \left| \frac{\rho_0 - Z_{\text{вх}1}}{\rho_0 + Z_{\text{вх}1}} \right|, \quad (5)$$

где $h = \sqrt{i\omega C_1 Z_1}$ — постоянная распространения электромагнитной волны в преобразователе, $Z_{вх1}$ — входной импеданс преобразователя

$$Z_{вх1} = \frac{Z_1}{h} \left(\operatorname{tg} hl + \frac{hZ^{(2)}}{Z_1} \right) \left(1 - \frac{hZ^{(2)}}{Z_1} \operatorname{tg} hl \right)^{-1}. \quad (6)$$

При измерении K_{12} и $|\Gamma|$ с помощью стандартной аппаратуры обычно реализуется случай, когда $Z^{(2)} = \rho_0$. При этом уравнения (4), (5) можно преобразовать к виду

$$\begin{aligned} \left| \cos hl - \frac{i}{2} \left(\frac{h}{\omega C_1 \rho_0} + \frac{\omega C_1 \rho_0}{h} \right) \sin hl \right|^2 &= K_{12}^{-1}, \\ \left| \left(\frac{h}{\omega C_1 \rho_0} - \frac{\omega C_1 \rho_0}{h} \right) \sin hl \right|^2 &= 4 |\Gamma|^2 K_{12}^{-1}. \end{aligned} \quad (7)$$

По измеренным значениям K_{12} и $|\Gamma|$ на данной частоте ω система (7) позволяет в принципе найти комплексную постоянную распространения h и, следовательно, логон-

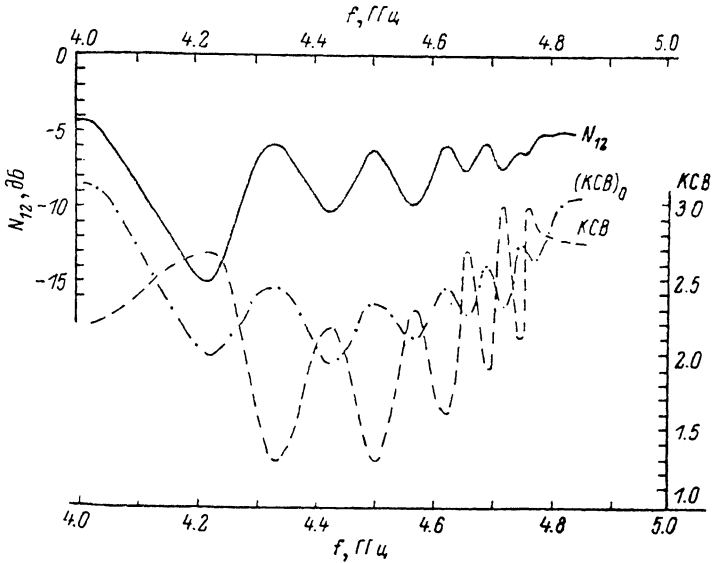


Рис. 3. Экспериментальные частотные зависимости потерь N_{12} и коэффициентов стоячей волны KCB и $(KCB)_0$ симметричного копланарного преобразователя длиной $l=6$ мм.

ный импеданс $Z_1 = h^2/i\omega C_1$. Ясно, что для решения этой задачи приходится привлекать численные методы. Удобно свести ее к задаче о поиске минимумов функции $f(h)$ двух переменных $\operatorname{Re} h$, $\operatorname{Im} h$, где

$$\begin{aligned} f(h) = & \left(\left| \cos hl - \frac{i}{2} \left(\frac{h}{\omega C_1 \rho_0} + \frac{\omega C_1 \rho_0}{h} \right) \sin hl \right|^2 - K_{12}^{-1} \right)^2 + \\ & + \left(\left| \left(\frac{h}{\omega C_1 \rho_0} - \frac{\omega C_1 \rho_0}{h} \right) \sin hl \right|^2 - 4 |\Gamma|^2 K_{12}^{-1} \right)^2. \end{aligned} \quad (8)$$

Для отыскания минимумов $f(h)$ была использована программа для ЭВМ, разработанная в [8]. Областью поиска был квадрат

$$0 \leq \operatorname{Re} h, \quad \operatorname{Im} h \leq 4 \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon_1 + \epsilon_2}{2}}.$$

Как и следовало ожидать, в этой области оказалось несколько корней системы (8). Поэтому для однозначного выбора корня потребовалось дополнительное измерение модуля коэффициента отражения $|\Gamma_0|$ на входе при короткозамкнутом выходе преобразователя ($Z^{(2)} = 0$). Согласно (5), (6),

$$|\Gamma_0| = \left| 1 + i \frac{h}{\omega C_1 \rho_0} \operatorname{tg} hl \right| \left| 1 - i \frac{h}{\omega C_1 \rho_0} \operatorname{tg} hl \right|^{-1}. \quad (9)$$

Очевидно, что среди найденных корней системы (7) следует выбрать такой, которому соответствует вычисленное по формуле (9) значение $|\Gamma_0|$, наиболее близкое к измеренному.

Результаты измерения величин

$$N_{12} = 10 \lg K_{12}, \quad KCB = \frac{1 + |\Gamma|}{1 - |\Gamma|}, \quad (KCB)_0 = \frac{1 + |\Gamma_0|}{1 - |\Gamma_0|}$$

от частоты приведены на рис. 3. По этим данным с использованием описанной выше методики были рассчитаны величины $\operatorname{Re} Z_1$ и $\operatorname{Im} Z_1$ в экстремумах частотной зависимости N_{12} . Результаты расчета приведены в таблице. Диэлектрические проницаемости были приняты

$f, \text{ ГГц}$	Измерение			Расчет	
	$N_{12}, \text{ дБ}$	KCB	$(KCB)_0$	$Z_1, \text{ Ом см}$	$(KCB)_0$
4.22	-15.1	2.7	2.0	552-i332	2.76
4.33	-5.8	1.3	2.45	121-i133	2.53
4.43	-10.4	2.2	1.95	380-i479	1.99
4.50	-6.1	1.3	2.35	131-i146	2.63
4.57	-9.9	2.3	2.1	377-i626	1.96
4.62	-5.8	1.6	2.45	134-i154	2.67
4.66	-7.7	2.7	2.25	279-i813	2.85
4.69	-5.6	1.9	2.6	161-i270	2.86
4.72	-7.4	3.0	2.3	259-i872	3.54

равными $\epsilon_1=16$, $\epsilon_2=9.6$. В таблице приведены также значения $(KCB)_0$, вычисленные при выбранном корне. Отличие их от измеренных в большинстве точек не превышает 10 % и лишь в трех 35 %. Различие же измеренных $(KCB)_0$ и вычисленных при «лишних» корнях было во всех случаях значительно большим.

Из таблицы видно, что с ростом частоты погонные сопротивление излучения и индуктивное сопротивление осциллируют, причем по мере приближения частоты к верхней границе существования поверхностных магнитоэлектрических волн в свободной пленке сопротивление излучения стремится к пределу, отличному от нуля. Аналогичный результат был получен в [4] для микрополоскового преобразователя. В точках, где величина $\operatorname{Re} Z_1$ минимальна, погонное индуктивное сопротивление $\operatorname{Im} Z_1$ мало отличается от погонного индуктивного сопротивления копланарного преобразователя, рассчитанного без учета влияния ферритовой пленки.

Заметим, что использованный в данной работе метод расчета может быть применен для определения вещественной и мнимой частей погонного импеданса любых преобразователей в виде отрезков однородных линий передачи с волной квази-ТЕМ, возбуждающих магнитоэлектрические волны в пленках.

Авторы благодарны А. М. Любомирову за помощь в работе с программой поиска минимумов и О. А. Чивилевой, А. Н. Анисимову, О. Б. Наронович за обсуждение результатов работы.

Литература

- [1] Вугальтер Г. А., Махалин В. Н. ЖТФ, 1985, т. 55, № 3, с. 497—505.
- [2] Гилинский И. А., Щеглов И. М. ЖТФ, 1985, т. 55, № 12, с. 2323—2332.
- [3] Вугальтер Г. А., Гусев Б. Н., Гуревич А. Г., Чивилева О. А. ЖТФ, 1986, т. 56, № 1, с. 149—160.
- [4] Щеглов И. М., Гилинский И. А. Препринт ИФП СО АН СССР, 6-85. Новосибирск, 1985.
- [5] Дмитриев В. Ф., Калинин Б. А., Ковшиков Н. Г. ЖТФ, 1985, т. 55, № 10, с. 2051—2054.
- [6] Вугальтер Г. А., Гилинский И. А. ЖТФ, 1985, т. 55, № 11, с. 2250—2252.
- [7] Вугальтер Г. А., Гусев Б. Н., Гуревич А. Г. ЖТФ, 1987, т. 57, № 7, с. 1348—1357.
- [8] Батищев Д. И., Любомиров А. М. В сб.: Вопросы кибернетики. Модели и методы глобальной оптимизации. М., 1985, с. 46—60.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
5 января 1987 г.