

таллов, обусловленные переохлаждением расплавов, часто приводили к захвату растворителя и образованию включений.

В настоящее время существует разногласие относительно структуры вольфрамата алюминия и изоморфного с ним молибдата алюминия [12, 13]. Симметрия лауэграмм полученного монокристалла указывает, по-видимому, на его принадлежность к ромбической сингонии. Более детальное исследование структуры проводится. Плотность кристаллов, измеренная с помощью гидростатического взвешивания в толуоле, составляет $5,08 \pm 0,02$ г/см³. Кристаллы $Al_2(WO_4)_3$ двуосные, отрицательные, с большим углом между оптическими осями; показатели преломления следующие: $N_g = 1,77 \pm 0,01$; $N_p = 1,73 \pm 0,01$ и $N_m = 1,76 \pm 0,01$.

Вольфрамат алюминия бесцветен и прозрачен в области длин волн от 350 мкм до 6,4 мкм (рис. 5). Максимальное светопропускание образца толщиной около 1 мм отмечается в инфракрасной области спектра (при 2—6 мкм) и составляет 70% без поправки на отражение.

ЛИТЕРАТУРА

1. Peter M., Schwlow A. L. Bull. Am. Phys. Soc., 5, 158, 1960.
2. Tippens H. H. Phys. Rev., 137, No. 3A, 865, 1965.
3. Chase A. B. J. Am. Ceram. Soc., 47, No. 9, 470, 1964.
4. Lorenz M. R., Woods J. F., Gambino R. J. J. Phys. Chem. Solids., 28, No. 3, 403, 1967.
5. Тимофеева В. А. Рост кристаллов, т. 6. М., «Наука», 1965, стр. 86.
6. Katz G., Roy R. J. Am. Ceram. Soc., 49, No. 3, 168, 1966.
7. Remeika J. P. Pat. U. S. 3075831, Jan., 29, 1963.
8. Chase A. B., Osmer J. A., Am. Ceram. Soc., 50, No. 6, 325, 1967.
9. Geller S. J. Chem. Phys., 33, No. 3, 676, 1960.
10. Waring J. J. J. Am. Ceram. Soc., 48, No. 9, 493, 1965.
11. Nassau K., Levinstein H. J., Loicono G. M. J. Phys. Chem. Solids., 26, 1805, 1965.
12. Abrahams S. C., Bernstein J. L. J. Chem. Phys., 45, No. 8, 2745, 1966.
13. Плясова Л. М., Кефели Л. М., «Неорганические материалы», 3, № 5, 906—908, 1967.

Поступила в редакцию
6.7 1967 г.

Кафедра
физики кристаллов

УДК 539.216.22 : 621.391.822

В. В. ПОТЕМКИН, Г. П. ЖИГАЛЬСКИЙ

ШУМЫ ПЕРМАЛЛЮЕВЫХ ПЛЕНОК В ПОПЕРЕЧНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

Реальная тонкая магнитная пленка (ТМП) состоит из отдельных участков, которые имеют различные направления полей анизотропии, причем отклонение вектора намагниченности в различных областях от эффективной легкой оси может быть значительным.

Известно [1, 2], что постоянное поле $\vec{H}_0 \perp$, приложенное перпендикулярно направлению легкой оси, уменьшает время перемагничивания ТМП, так как с возрастанием $\vec{H}_0 \perp$ все большая часть пленки будет перемагничиваться поворотом в одну сторону. При некотором значении $\vec{H}_0 \perp$ угловая дисперсия будет преодолена, и перемагничивание пленки будет осуществляться односторонним вращением.

Представляет интерес исследование шума пленок при наличии дополнительного поперечного поля. Экспериментальное исследование влияния поперечного магнитного поля на шумы пленок было выполнено на установке, описанной в работах [3, 4].

На рис. 1 представлена зависимость шума от амплитуды перемагничивающего поля при наличии вспомогательного поперечного поля. Как следует из этих результатов, шум значительно уменьшается при наложении небольшого поперечного поля.

Зависимость положения максимума по полю $\vec{H}_0 \perp$ от \vec{H}_p приведена на рис. 2. Наблюдаемое возрастание шума вызвано резонансным поглощением энергии высокочас-

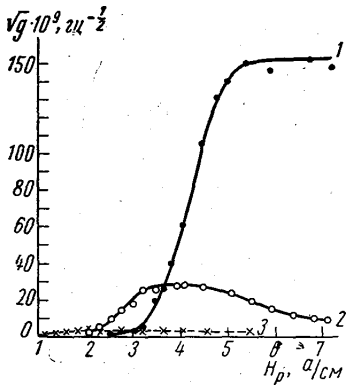


Рис. 1. Зависимость интенсивности шума пленки от амплитуды перемагничивающего поля H_p при наличии постоянного магнитного поля, перпендикулярного легкой оси. Частота перемагничивания $f_p = 16$ мГц, частота наблюдения $F = 10$ кГц. 1 — $H_{0\perp} = 0$, 2 — $H_{0\perp} = 0,8$ а/см, 3 — $H_{0\perp} = 1,6$ а/см

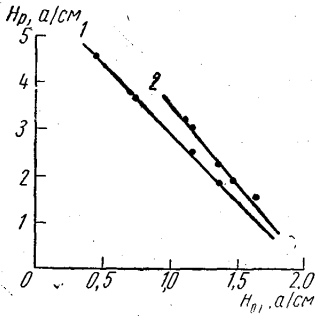


Рис. 2. Положение максимума шума в зависимости от \vec{H}_p в поперечном магнитном поле. 1 — $f_p = 16$ мГц, 2 — $f_p = 21$ мГц

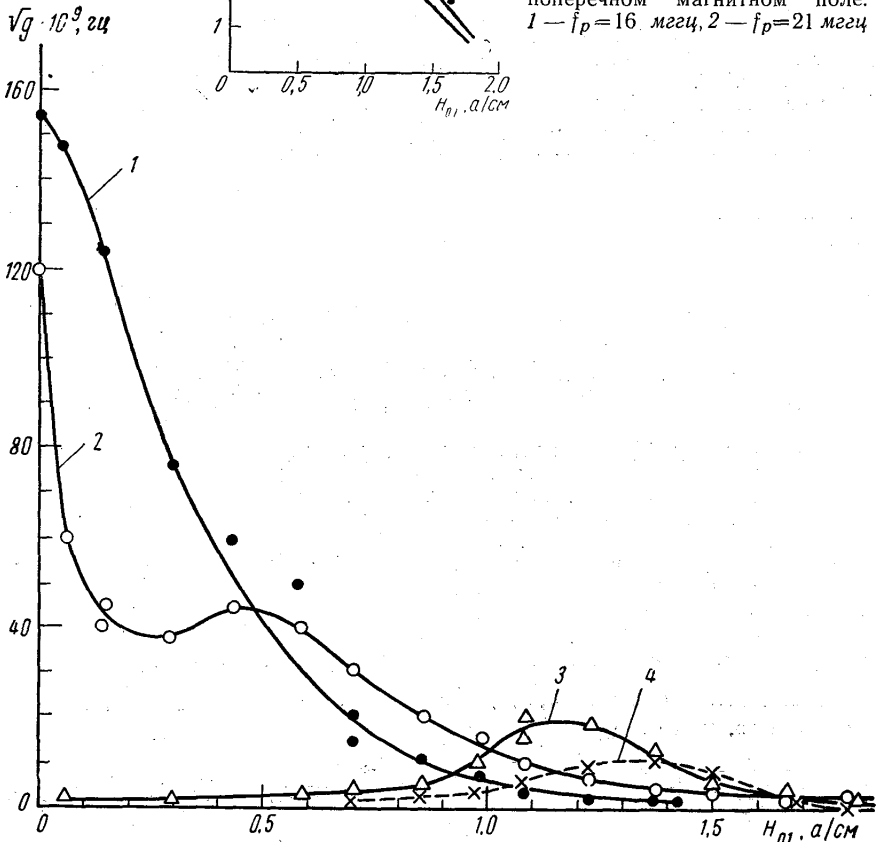


Рис. 3. Зависимость интенсивности шума пленки от $f_p = 16$ мГц, $F = 10$ кГц. 1 — $H_p = 6,4$ а/см, 2 — $H_p = 4,6$ а/см, 3 — $H_p = 2,5$ а/см, 4 — $H_p = 1,8$ а/см

точного поля накачки. Положение максимума шума при малых \vec{H}_p в полях, близких к полю анизотропии пленки, находится в соответствии с исследованиями по ферромагнитному резонансу в радиочастотном диапазоне [5, 6].

Зависимости шума от $\vec{H}_{0\perp}$ при заданных значениях H_p приведены на рис. 3. С увеличением поперечного поля шум резко снижается, однако при достаточно малых \vec{H}_p наблюдается возрастание шума при некотором значении $\vec{H}_{0\perp}$, причем с ростом амплитуды перемещающегося поля максимум шума смещается в сторону меньших значений $\vec{H}_{0\perp}$. При очень малых амплитудах высокочастотного поля максимум шума наблюдается при значении поля $\vec{H}_{0\perp} \sim \vec{H}_k$ для любых частот поля накачки.

Смещение положения максимума шума по полю при увеличении \vec{H}_p в сторону меньших значений $\vec{H}_{0\perp}$ объясняется влиянием интенсивного высокочастотного поля на магнитные свойства пленки, приводящим к возникновению резонансного поглощения при более низких значениях постоянного поля, на что было указано в работе [6].

Заметим, что спектр шума при наложении поперечного поля не приобретает равномерный характер [3]. Причина этого заключается в том, что поперечное поле не исключает корреляцию между импульсами перемещения. При $\vec{H}_{0\perp} \sim 1,5$ а/см интенсивность шума практически не меняется в широком интервале перемещающихся полей. Таким образом, поперечное магнитное поле значительно снижает шумы перемещения пленок, что может быть использовано для уменьшения флуктуаций в различных устройствах на основе тонких магнитных пленок.

ЛИТЕРАТУРА

1. Родичев А. М. «Физика металлов и металловед», **79**, вып. 6, 903, 1960.
2. Телеснин Р. В., Колотов О. С., Погожев В. А. «Физика металлов и металловед», **19**, вып. 1, 52, 1965.
3. Жигальский Г. П., Потемкин В. В. «Вестн. Моск. ун-та», сер. физ., астрон., № 4, 105, 1966.
4. Потемкин В. В., Жигальский Г. П. «Изв. вузов», радиофизика, **6**, 1967.
5. Tugner E., Nastu T. E. J. Appl. Phys., **32**, 10, 1807, 1961.
6. Лесник А. Г., Левин Г. И. «Изв. АН СССР», сер. физич., **29**, 4, 560, 1965.

Поступила в редакцию
13.7 1967 г.

Кафедра
физики колебаний

УДК 538.567

Д. В. ГАЛЬЦОВ, Ю. Г. ПАВЛЕНКО

КЛАССИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ НЕРЕЗОНАНСНОГО ОТРИЦАТЕЛЬНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В ряде работ [1, 2] были получены методом коэффициентов Эйнштейна формулы для мощности поглощения электромагнитных волн электронами, движущимися в однородном магнитном поле, при наличии затухания, характеризуемого эффективным временем жизни τ . Было показано, что благодаря конечности τ при некотором отклонении от резонанса ($\omega > \omega_p$) мощность поглощения становится отрицательной, т. е. возникает эффект усиления, наблюдавшийся уже неоднократно на эксперименте (см., например, [3]). Поскольку этот эффект имеет чисто классическую природу (на что указывает отсутствие \hbar в окончательных формулах [1, 2]), то он может быть рассчитан в рамках классической электродинамики. Задача при этом сводится к нахождению вещественной части тензора проводимости σ_{ij} с учетом наличия релаксации.

Для неравновесной добавки $\delta f(\vec{p}, \vec{r}, t)$ к функции распределения $f_0(p_\perp, p_z)$, ($\vec{H}_0 \parallel Oz$) имеем, очевидно, уравнение

$$\frac{\partial}{\partial t} \delta f + \vec{v} \frac{\partial}{\partial \vec{r}} \delta f + \frac{e}{c} [\vec{v} \vec{H}_0] \frac{\partial}{\partial p} \delta f = -e \left(\vec{E}^{\infty} + \frac{1}{c} \vec{v} \vec{H}^{\infty} \right) \frac{\partial f_0}{\partial p} - \frac{\delta f}{\tau}. \quad (1)$$

Это уравнение простой заменой $\delta f = \delta f' e^{-t/\tau}$ сводится к уравнению без интеграла столкновений, решение которого хорошо известно [4, 5]. В формулу для σ_{ij} [5] войдет, таким образом, экспоненциальный множитель $e^{-t/\tau}$.