точки аномалии на кривой $P_s(T)$ наблюдается скачок поляризации (рис. 3) на конечную величину. Абсолютное значение поляризации в пределах 20% совпадается данными Видера [5], полученными по измерениям петель гистерезиса.

На рис. 4 представлена рассчитанная по данным рис. 1 и 2 зависимость квадрата спонтанной поляризации от температуры $P_s^2(T)$ линейный характер этой зависимости в пределах пяти градусов от точки Кюри согласуется с термодинамической теорией Гинзбурга—Девоншира.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность проф. В. А. Копцику за обсуждение работы, и Б. А. Струкову за постоянный интерес к работе.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Копцик В. А., Гаврилова Н. Д. «Изв. АН СССР», сер. физич., № 11, 1296, 1965.
2. Гаврилова Н. Д. «Кристаллография», **10**, № 3, 346, 1965.
3. Желудев И. С., Гладкий В. В. «Кристаллография», **2**, № 3, 346, 1966.
4. Козловский В. Х. «Изв. АН СССР», сер. физич., № 1, 882, 1965.
5. Wieder H. H. J. Appl. Phys., **27**, No. 2, 247—252, 1966.

Поступила в редакцию
7. I 1967 г.

Кафедра
физики кристаллов

УДК 539.216.22 : 538

**В. А. ЯКОВЛЕВ**

# ОБ УГЛОВОМ РАЗБРОСЕ ЛЕГКИХ ОСЕЙ ПЯТЕН ПЛЕНОЧНЫХ МАТРИЦ

Разброс направлений легких осей отдельных пятен пленочных матриц является главной причиной брака при напылении и труднее всего поддается контролю. Причины его недостаточно выяснены. Иногда его отождествляют количественно с дисперсией легких осей в пределах отдельного пятна. Опыт, однако, показывает, что прямой связи этой дисперсии с угловым разбросом нет. Если отсутствует такая очевидная причина разброса, как пространственная неоднородность наводящего анизотропию магнитного поля, то остаются две, по-видимому, основные причины: тепловой режим подложки в процессе напыления и магнитные поля рассеяния у краев отверстий маски, возникающие в результате оседания на ней распыляемого материала. Влияние наклонного падения молекулярного пучка невелико. Матрицы напыляются при довольно высокой температуре (250—300°С). Здесь рассмотрен более подробно так называемый «тепловой» разброс, который кажется наиболее существенным.

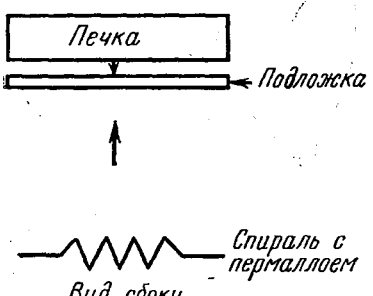


Рис. 1

Приведем некоторые факты, полученные путем обобщения результатов изучения многих десятков матриц: 1) наибольшие отклонения легких осей имеют угловые пятна; 2) в полученных матрицах чаще всего наблюдался «сходящийся» разброс (форма «бочки») (исходный материал—пермаллой 79 НМА) (рис. 2); 3) отклонения легких осей угловых пятен $\alpha_{max}=5—10°$, иногда до 20°; 4) если печка (рис. 1) после распыления остается включенной в течение 2—3 *мин*, то углы разброса уменьшаются и даже меняют знак (рис. 3).

Если рассмотреть источники нагрева подложки (рис. 1), то становится очевидной несимметрия нагрева. Перед распылением температура подложки задается печкой, которая во время длительной выдержки равномерно прогревает стекло по толщине. Во время распыления (несколько минут) подложка дополнительно нагревается снизу. Возникающий градиент температуры в направлении нормали к плоскости подложки вызывает коробление подложки, и ее плоскость превращается в кривую поверхность, которая при остывании снова выпрямляется, деформируя пятна. Здесь вступает в действие магнитострикция, и при наличии анизотропии возникающих в

пятне напряжений легкие оси пятен должны неизбежно отклоняться от направления магнитного поля.

Если бы температура подложки зависела от координаты линейно, то возникшие после охлаждения напряжения в пятнах были бы изотропными. Но плохая теплопроводность материала подложки (стекло) и неустановившийся тепловой режим (малое время напыления) делают эту зависимость нелинейной, что в сочетании с геометрическими свойствами подложки приводит к изгибанию подложки в сложную поверхность,

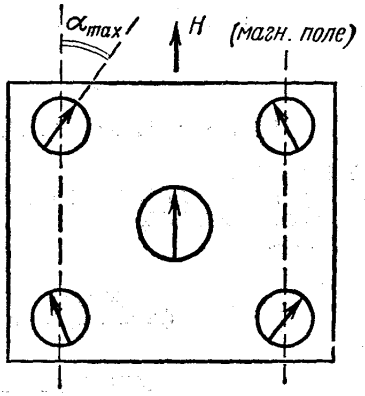


Рис. 2

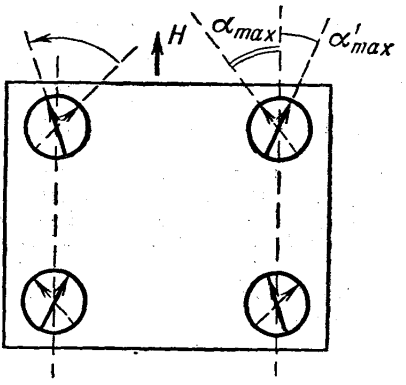


Рис. 3

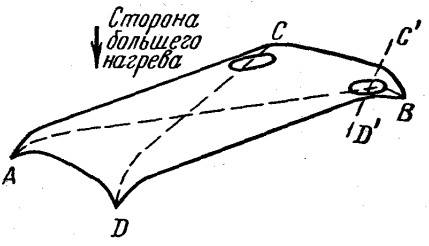


Рис. 4

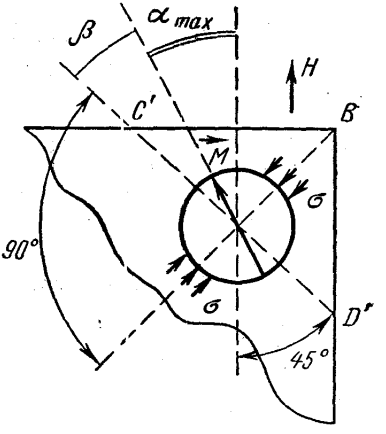


Рис. 5

которая трудно поддается расчету. Можно только сказать, что оси центральных пятен не должны отклониться от вертикали (рис. 2), так как для них «лево» и «право» геометрически равноправны. Напротив, для угловых пятен осями симметрии являются только диагонали подложки и их легкие оси или приблизятся к диагонали, или удалятся от нее, в обоих случаях уходя от заданного магнитным полем направления. Можно также сослаться на повседневный опыт: при коробление бумаги, пластинок прямоугольной или квадратной формы уголки изгибаются сильнее, чем основная часть. По-видимому, нужно принять, что подложка в процессе распыления имеет форму, показанную на рис. 4, причем выпуклость обращена в сторону спирали (в сторону большего нагрева) и кривизна линии $AB$ в районе отмеченного на рисунке пятна больше кривизны линии $C'D'$. После охлаждения пятно сжато по диагонали $AB$, что вызовет «сходящийся» разброс легких осей (рис. 5), так как магнитострикция использованного сплава положительна.

Приведенные соображения согласуются с изложенными выше опытными фактами, а указанный в пункте 4 результат служит подтверждением этих соображений, так как в этом случае форма подложки приближается к плоской еще при температуре напыления, при которой деформация подложки не вызывает напряжений в пятнах. Таким путем удавалось получать значительно меньшие углы разброса (2—4° вместо 5—8°) и для уменьшения их, очевидно, вовсе не нужен длительный отжиг: оси поворачиваются за 2—3 минуты на несколько градусов.

Легко приближенно оценить, при какой температуре произойдет расширение пятна, необходимое для отклонения легкой оси, например на 10°. При расчете принимается: поле анизотропии $H_k=3$ *эрст*, намагниченность $M=800$ *гс*; тепловое расширение стекла $\alpha=8{,}5\cdot10^{-6}$; $\lambda=10^{-5}$, такой порядок имеет магнитострикция массивного пермаллоя, содержащего 75,5% Ni (принимается, что такой состав материала пятен соответствует распыляемому пермаллою 79% Ni); Модуль Юнга

$$E \approx 2\cdot10^{4}\ кг/мм^2 = 2\cdot10^{12}\ дн/см^2.$$

Определяем механическое напряжение $\sigma$ в пятне, выражая его через разность температуры верхней и нижней поверхностей подложки

$$\sigma = E\frac{\Delta l}{l} \approx E\alpha\Delta t \approx 17\cdot10^{6}\Delta t\ дн/см^2.$$

Моменты, действующие на магнитный вектор, равны соответственно (рис. 5):

$$M_\sigma = -\frac{\partial U_\sigma}{\partial\beta} = \frac{\partial}{\partial\beta}\left[\frac{3}{2}\lambda\sigma\sin^2\left(\frac{\pi}{2}-\beta\right)\right] = -\frac{3}{2}\lambda\sigma\sin 2\beta,$$

$$M_k = -\frac{\partial U_k}{\partial\beta} = -\frac{\partial}{\partial\beta}\left[k\sin^2\left(\frac{\pi}{4}-\beta\right)\right] = k\cos 2\beta = \frac{H_kM}{2}\cos 2\beta.$$

В устойчивом положении сумма этих моментов равна нулю.

$$\frac{H_kM}{2}\cos 2\beta = \frac{3}{2}\lambda\sigma\sin 2\beta = \frac{3}{2}\lambda\sin 2\beta\ 17\cdot10^{6}\Delta t,$$

$$\Delta t = \frac{H_kM\operatorname{ctg}2\beta}{2\frac{3}{2}\cdot10^{-5}\,17\cdot10^{6}} \approx 1{,}7^\circ\ C.$$

Конечно, эта цифра дает только порядок величины. Действительная разность температур, необходимая для отклонения легкой оси углового пятна на 10°, должна быть больше, во-первых, из-за неучтенного изгиба по оси $AB$, во-вторых, потому, что реальное расширение значительно меньше $\alpha\Delta t$, что следует из изложенного выше допущения о нелинейной зависимости температуры стекла подложки от координаты $z$ (нормаль к подложке).

Таким образом, нарисованная картина вполне правдоподобна. Если исходить из нее, то для получения матриц с малым разбросом следует, во-первых, распылять такой состав, чтобы соответствующий ему состав пятен матрицы лежал в точке нулевой магнитострикции и, во-вторых, отжигать готовые матрицы с большими углами разброса в камере, где выполняется условие симметричного теплообмена (в том числе лучевого теплообмена).

Поступила в редакцию
19. 9 1966 г.

Кафедра
общей физики для физиков