

ИЗМЕРЕНИЕ СВОЙСТВ ПЛЕНОК ЖЕЛЕЗА ВО ВРЕМЯ НАПЫЛЕНИЯ

А. Б. Ваганов, В. В. Завьялов

Ферромагнитные пленки железа напылялись в вакууме $\sim 10^{-6}$ тор на фтористый литий, стекло и окись магния. В процессе напыления контролировались коэффициент отражения в диапазоне 0,8–1,1 мкм, амплитуда магнитооптического экваториального эффекта и коэрцитивная сила. Толщина пленок измерялась с помощью кварцевых радиовесов с чувствительностью 24,5 гц/А, температура подложки менялась от опыта к опыту от 100 до 850 К. Изучение измеренных величин позволило выделить среди полученных образцов те, которые являются сплошными, начиная с предельно малых толщин. Построена зависимость точки Кюри железа от толщины образца.

1. Введение

Изучение свойств ферромагнитных пленок в процессе их изготовления обладает двумя важными преимуществами по сравнению с обычными исследованиями подобных образцов. Во-первых, при этом наиболее отчетливо проявляется зависимость магнитных свойств от толщины образца. Динамическое изучение этой зависимости предоставляет новые экспериментальные возможности как в измерении, так и в интерпретации свойств пленок при разных толщинах. При этом отпадает вопрос о неизменности во время исследования свойств образцов толщиной в несколько атомных слоев. Во-вторых, изучение магнитных свойств в процессе изготовления позволяет получить образцы с известным распределением их свойств по объему. Это значительно облегчает их использование в других экспериментах.

Несомненно, желательно, чтобы изучение свойств ферромагнитных пленок в процессе изготовления сопровождалось структурным контролем образцов. В настоящее время наиболее широко для этого используются электронная микроскопия и дифракция электронов. Однако работы с применением электронной микроскопии в процессе напыления пленок ограничены применением лишь определенных материалов для подложек, что, вообще говоря, служит серьезным препятствием для приготовления качественных образцов интересующих нас материалов [1]. Имеющийся опыт по применению дифракции электронов во время напыления пленок показывает, что, по крайней мере, в ряде случаев это ухудшает структуру пленки [2]. Поэтому вопрос о структурных исследованиях непосредственно при изготовлении пленок требует особого рассмотрения.

В данной работе в процессе напыления исследовались коэффициент отражения образцов и их магнитооптические характеристики в диапазоне 0,8–1,1 мкм при температуре подложки от 100 до 850 К.

2. Методика эксперимента

В качестве основного метода исследования использовался экваториальный эффект Керра [3, 4]. Общая схема установки показана на рис. 1. Размер светового пятна на образце $\sim 1 \times 1$ мм². Приемником служил кремние-

вый фотодиод. Схема питания фотодиода [5] позволяет получать напряжение, пропорциональное световому потоку, и тем самым следить за изменением коэффициента отражения образца. При перемагничивании образца на фотодиоде возникает пропорциональное намагниченности переменное напряжение, обусловленное переменной составляющей светового потока из-за экваториального эффекта Керра.

Коэрцитивная сила измерялась с помощью схемы, описанной ранее [6]. Амплитуда поля в разных опытах изменялась от 60 до 380 э. Установка

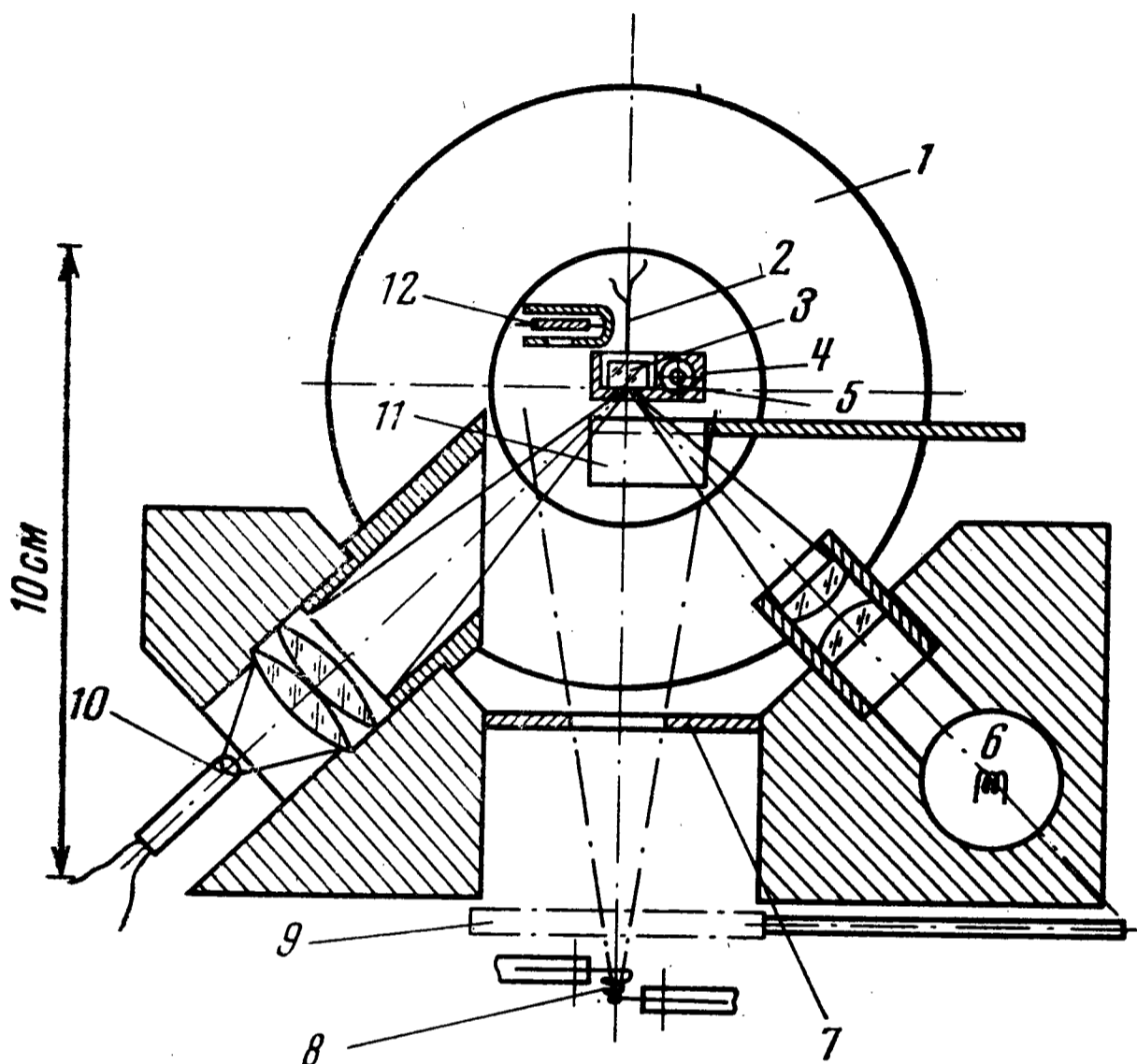


Рис. 1. Схема установки: 1 — соленоид, 2 — термопара, 3 — подложка, 4 — держатель, 5 — нагреватель, 6 — лампа накаливания, 7 — диафрагма, 8 — испаритель, 9, 11 — подвижные заслонки, 10 — фотодиод, 12 — кварцевый резонатор

позволяет уверенно измерять магнитооптический сигнал $\sim 10^{-5}$. Схема измерения коэрцитивной силы регистрирует ширину петли гистерезиса уже при величине магнитооптического сигнала $\sim 10^{-6}$.

Во время напыления с помощью кварцевых радиовесов измерялась масса, приходящаяся на один квадратный сантиметр образца [7]. Мы использовали кварцевые резонаторы среза AT с собственной частотой 16 Мгц. Уход частоты радиовесов под влиянием нагрева в процессе опыта приводит при измерении удельной массы образца к ошибке не более 5%. Контрольные опыты показали, что образец и кварцевый резонатор находятся в однородном потоке распыляемого вещества, испускаемого точечным источником. По приведенным Мюллером и Уайтом [8] данным для частоты 16 Мгц калибровочная константа составляет 580 гц/(мкг/см²) с точностью около 1%. Проверка показала, что константа наших кварцев очень близка к этой величине. При нашей геометрии опыта калибровочная константа радиовесов в пересчете на удельную массу образца составляет 315 гц/(мкг/см²).

Дополнительная ошибка в измерении массы образца может возникнуть из-за разницы коэффициентов прилипания распыляемого вещества к резо-

натору и к подложке. Для уменьшения влияния такого эффекта была принята следующая методика напыления. Подложка закрывалась заслонкой, а на кварцевый резонатор напылялась пленка исследуемого вещества толщиной до 200 Å. Затем заслонка убиралась и дальнейшее напыление велось и на подложку, и на резонатор. Так как коэффициент прилипания металла к свежесаженному металлу равен единице, то при таком способе можно получить лишь завышенное значение массы образца.

Для выяснения величины дополнительного подогрева подложки во время опыта [9] проводились контрольные опыты с приклеенной к подложке со стороны распылителя термопарой медь — константан. Излучением лампы подложка нагревается на $\sim 30^\circ$ за 10 мин, причем начальная скорость нагрева составляет 10 град/мин. При распылении железа со скоростью 30 Å/сек скорость нагрева составляла 0,5 град/сек. Таким образом, абсолютное изменение температуры подложки при напылении невелико. Тем не менее, неконтролируемое изменение температуры подложки, вероятно, является тем фактором, который определяет разброс свойств от образца к образцу и проявляется тем сильнее, чем толще пленка.

Перед опытом вольфрамовые испарители прокаливались до белого каления в вакууме $\sim 10^{-5}$ тор. Загрязнение кварцевого резонатора и подложки от распылителей без навески оценивалось по сдвигу частоты при прокаливании распылителей. При этом сдвиг частоты от такого загрязнения не превышал 0,025 гц/сек. При напылении образцов сдвиг частоты составлял от 15 до 400 гц/сек. Данные по загрязнению от распылителей и возможному перегреву подложки и кварцевых резонаторов приведены для наиболее неблагоприятного случая. Световая наводка от распылителя на фотодиод во всех опытах была пренебрежимо мала.

Предельный вакуум в системе составлял $3 \cdot 10^{-7}$ тор, к концу распыления вакуум ухудшался до значения $\leq 10^{-5}$ тор.

3. Экспериментальные результаты

3.1. Материал образцов и подложки

В качестве материала для изготовления образцов использовалось железо с чистотой лучше, чем 99,9%. Поликристаллические пленки железа предельно малых толщин (< 20 Å) исследовались рядом авторов [10–12], причем часть опытов [10, 11] проводилась лишь при комнатной температуре. Подробные расчеты зависимости температуры Кюри и магнитного момента от толщины образца проведены в [13, 14]. В качестве подложки в большинстве наших экспериментов использовался монокристаллический LiF. Несоответствие характерных размеров решеток пары железо — фтористый литий составляет всего 0,5% [15]. Это позволяло надеяться на то, что структура предельно тонких пленок железа будет при этом наиболее близка к модели монокристалла такой же толщины. Несколько образцов напылены на стекло и монокристаллы MgO.

3.2. Изготовление образцов

Кристаллы LiF и MgO скалывались в воздухе. Скол фтористого лития обычно ограничен плоскостями типа (100). Во всех случаях, когда железные пленки являлись эпитаксиальными, они росли по диагональной схеме, что уже отмечалось ранее [16, 17]. Таким образом, большинство приведен-

ных здесь результатов относится к случаю перемагничивания образцов вдоль направления (110) в плоскости (100).

Если напыление должно было производиться при температурах подложки меньше 200°C , подложка предварительно выдерживалась при 200°C в течение нескольких минут.

Для проверки всей системы проводилось напыление меди и марганца на фтористый литий и золота на хлористый натрий. Эти опыты показали, что относитель-

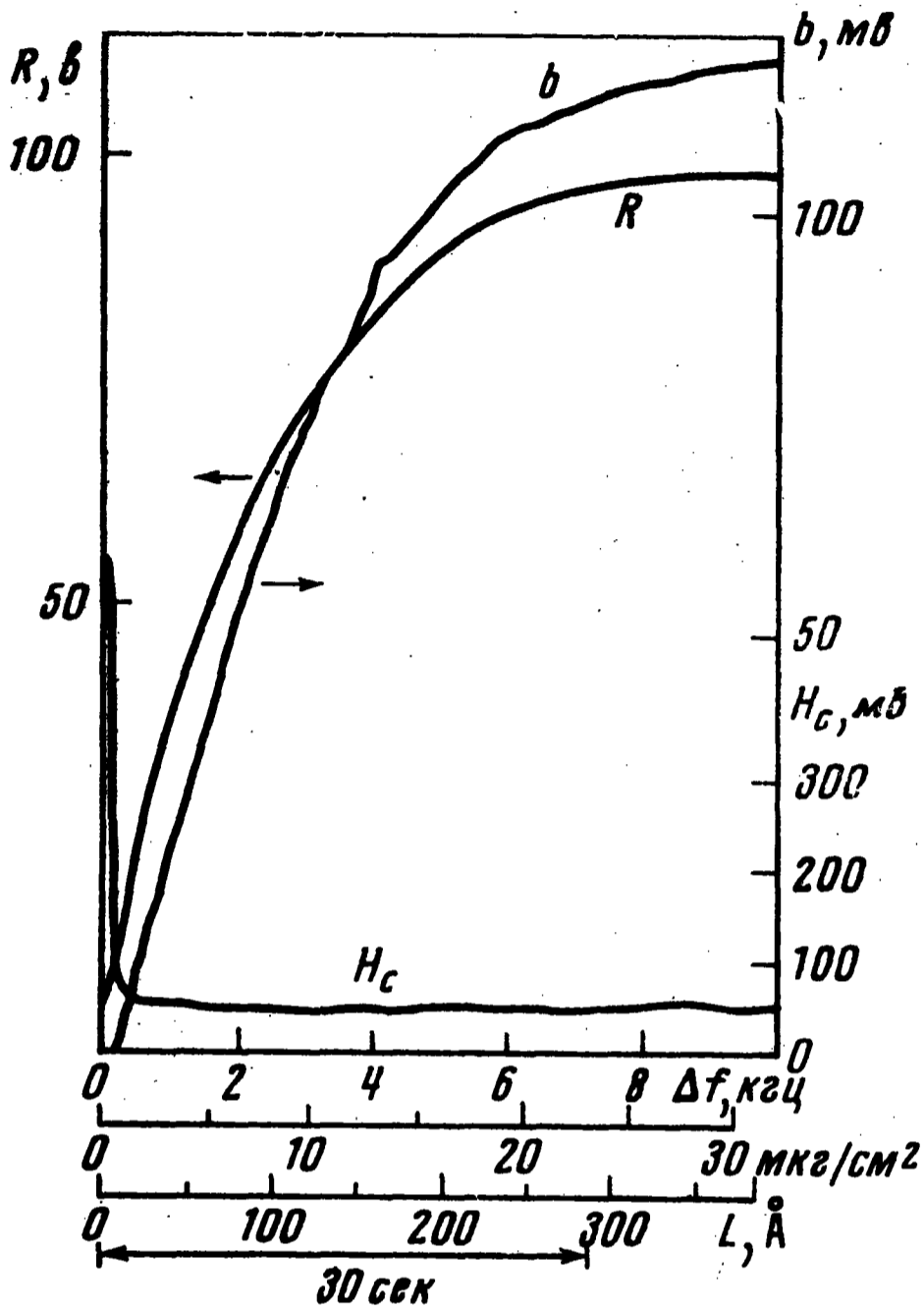


Рис. 2

Рис. 2. Изменение величины отраженного светового потока R , магнитооптического сигнала b и коэрцитивной силы H_c в процессе напыления железа на фтористый литий. Амплитуда перемагничивающего поля $H_0=250$ э

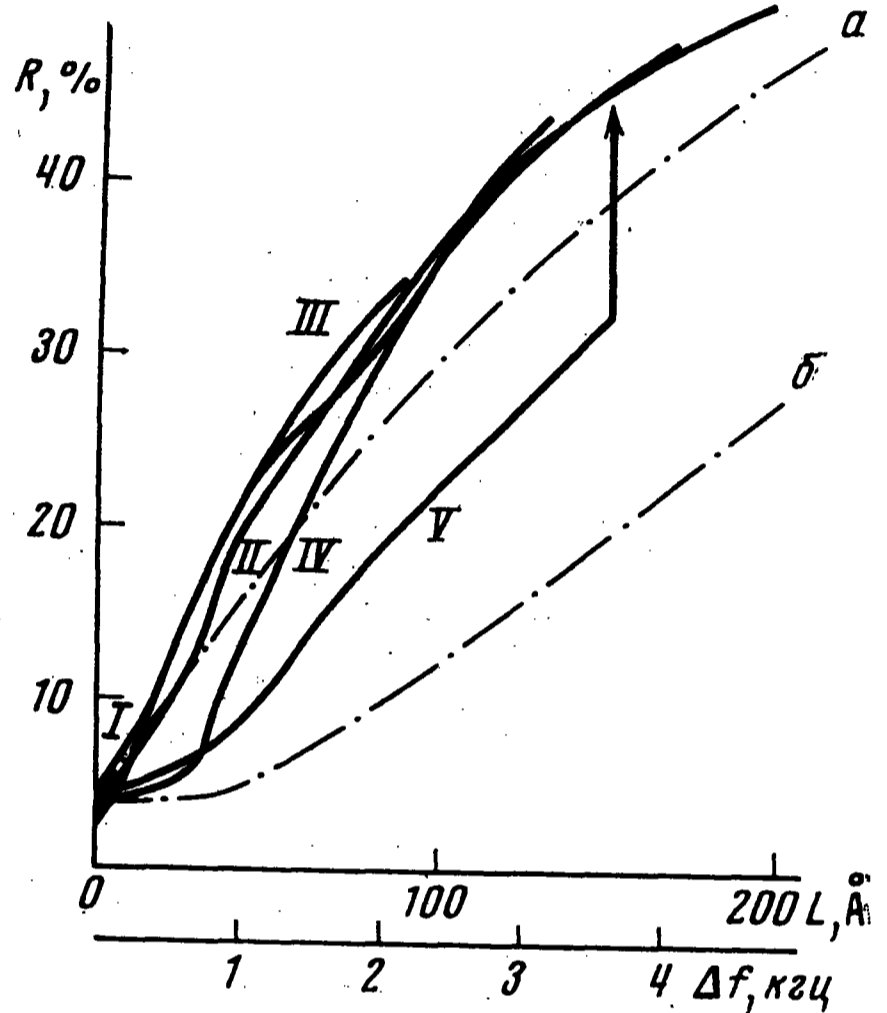


Рис. 3

Рис. 3. Коэффициент отражения света в зависимости от толщины образца железа на фтористом литии. Температура подложки во время напыления: I — 140, II — 500, III — 720, IV — 700, V — 300 К, а и б — зависимости коэффициентов отражения сплошной и островковой пленок железа на фтористом литии ($\lambda=1$ мкм, $\varphi=45^\circ$)

ная ошибка из-за тряски и наводок в измерении магнитооптического сигнала не превосходит 10%. Схема измерения коэрцитивной силы в отсутствие сигнала намагниченности вырабатывает напряжение, почти пропорциональное амплитуде перемагничивающего поля, и не реагирует на наводку.

3.3. Результаты эксперимента

На рис. 2 показаны результаты одного из опытов напыления железа на фтористый литий. При появлении намагниченности сигнал схемы измерения коэрцитивной силы резко уменьшается до значения, соответствующего реальной ширине петли гистерезиса.

На рис. 3—5 представлены примеры записи данных экспериментов для разных образцов. Как видно из рис. 3, наблюдается три основных типа поведения коэффициента отражения в зависимости от толщины. Чаще всего, независимо от скорости напыления при всех исследованных температурах коэффициент отражения меняется с толщиной так, как у образ-

цов I, II, III на рис. 3. Стрелкой обозначено возрастание коэффициента отражения образца V при его подогреве до 200° С.

Соответственно поведению коэффициента отражения изменялась и зависимость магнитооптического сигнала от толщины (рис. 4). У образцов типа I—III магнитооптический сигнал возникал при очень малых толщинах и мало отличался от образца к образцу. У образца типа IV магнитооптический сигнал возникал при больших толщинах, а у образца V еще позже, чем у образцов I—III. При этом после прогрева образца V его магнитооптический сигнал возрос в восемь раз (см. ниже рис. 7, кривая V).

На рис. 5 представлена зависимость коэрцитивной силы от толщины образцов. Постоянная времени схемы измерения не позволяла точно следить за резкими изменениями коэрцитивной силы, особенно при возникновении магнитооптического сигнала. Но опыты с напылением неферромагнитных металлов позволяют утверждать, что понижение сигнала на 5% на выходе схемы измерения коэрцитивной силы может быть связано лишь с появлением магнитооптического сигнала. На рис. 5 эти моменты отмечены стрелками. Сплошные кривые на рис. 5 приведены там, где схема измерения коэрцитивной силы с уверенностью следит за истинной шириной петли гистерезиса.

Минимум коэрцитивной силы при толщине пленки $\sim 10 \text{ \AA}$ характерен для образцов типа I—III. Минимум при 40—60 \AA присутствовал лишь у некоторых образцов типа I—III. При больших толщинах никаких особенностей в поведении коэрцитивной силы не наблюдалось, что согласуется с данными Хоффмана [18]. При охлаждении образцов после напыления коэрцитивная сила в ряде случаев менялась весьма причудливым образом, показывая, что структура пленки может меняться уже после напыления.

После изготовления у образцов исследовалась анизотропия магнитооптического эффекта в слабых полях так, как это было описано ранее [17]. Эти измерения проводились на отдельной установке [4] в атмосфере. При выносе на воздух значения магнитооптического сигнала, коэрцитивной силы, коэффициента отражения сохранились неизменными у пленок толщиной $\geq 60 \text{ \AA}$. Все образцы, приготовленные при температурах подложки в диапазоне 150—300° С, показали 90-градусную анизотропию магнитооптического сигнала. Остальные образцы имели 180-градусную анизотропию, или являлись однородными.

В целом предложенный метод исследования показал свою пригодность для изучения магнитооптических свойств ферромагнитных пленок вплоть до самых малых толщин в диапазоне температур от 100 до 850 К.

4. Обсуждение полученных результатов

4.1. Плотность образцов

Пленки, изготовленные при температурах подложки 200—250° С, исследовались методом магнитного резонанса. Результаты изложены ранее [19] и вкратце сводятся к следующему. Все исследованные образцы, самый тонкий из которых имел толщину 140 \AA , обладают магнитными характеристиками, весьма близкими к магнитным характеристикам монокристаллов железа. Резонансные измерения указывают на отсутствие закрепления спинов на поверхности. Единственной величиной, которая существенно менялась от образца к образцу, являлась ширина линии резонансного поглощения. У большинства образцов она составляла $\sim 100 \text{ э}$ в 8-миллиметровом диапазоне, т. е. являлась рекордно малой для подобных образцов.

Результаты резонансных измерений позволяют считать, что плотность использованных при этом образцов совпадает с плотностью монокристал-

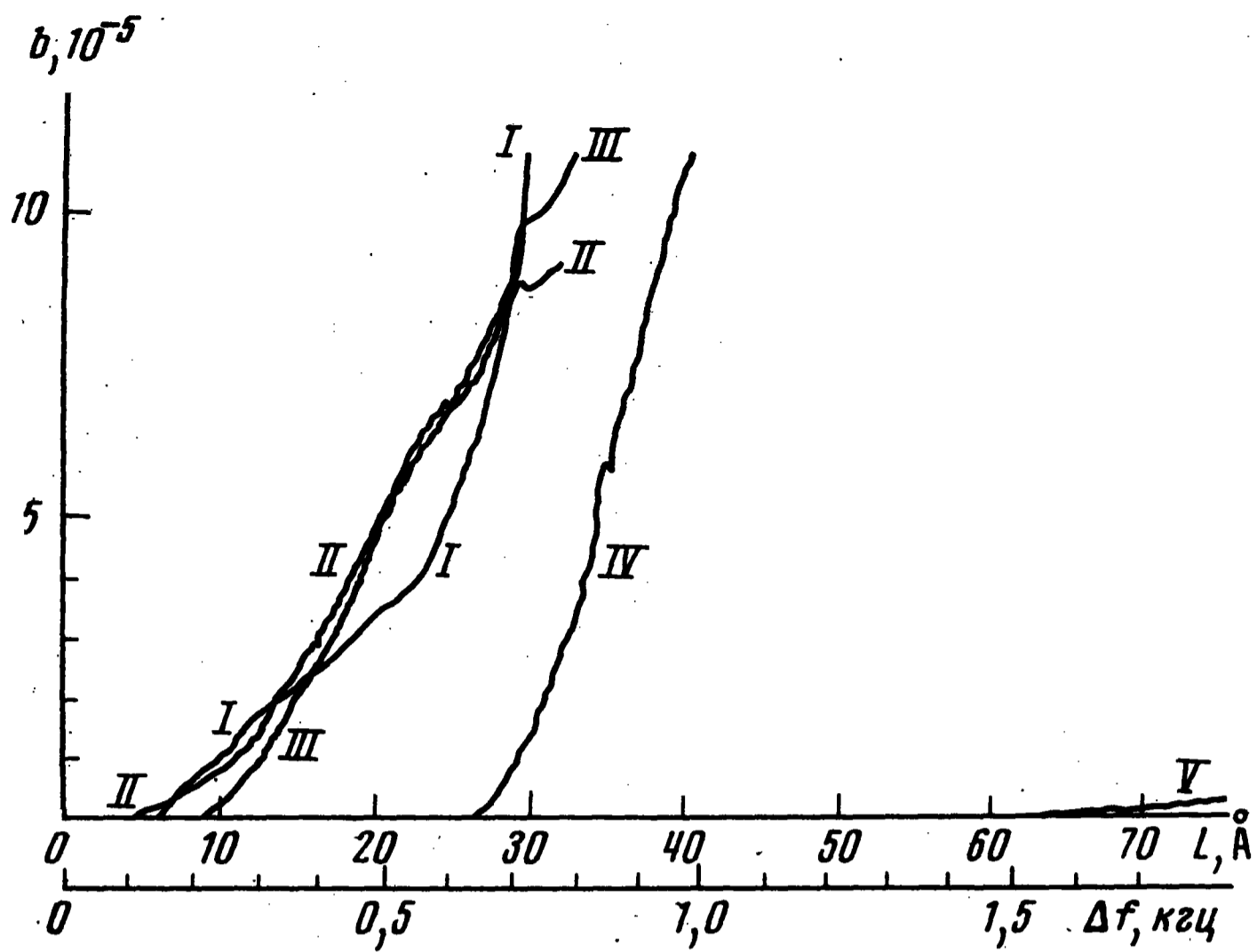


Рис. 4. Амплитуда магнитооптического сигнала b в зависимости от толщины образца. Те же образцы, что и на рис. 3

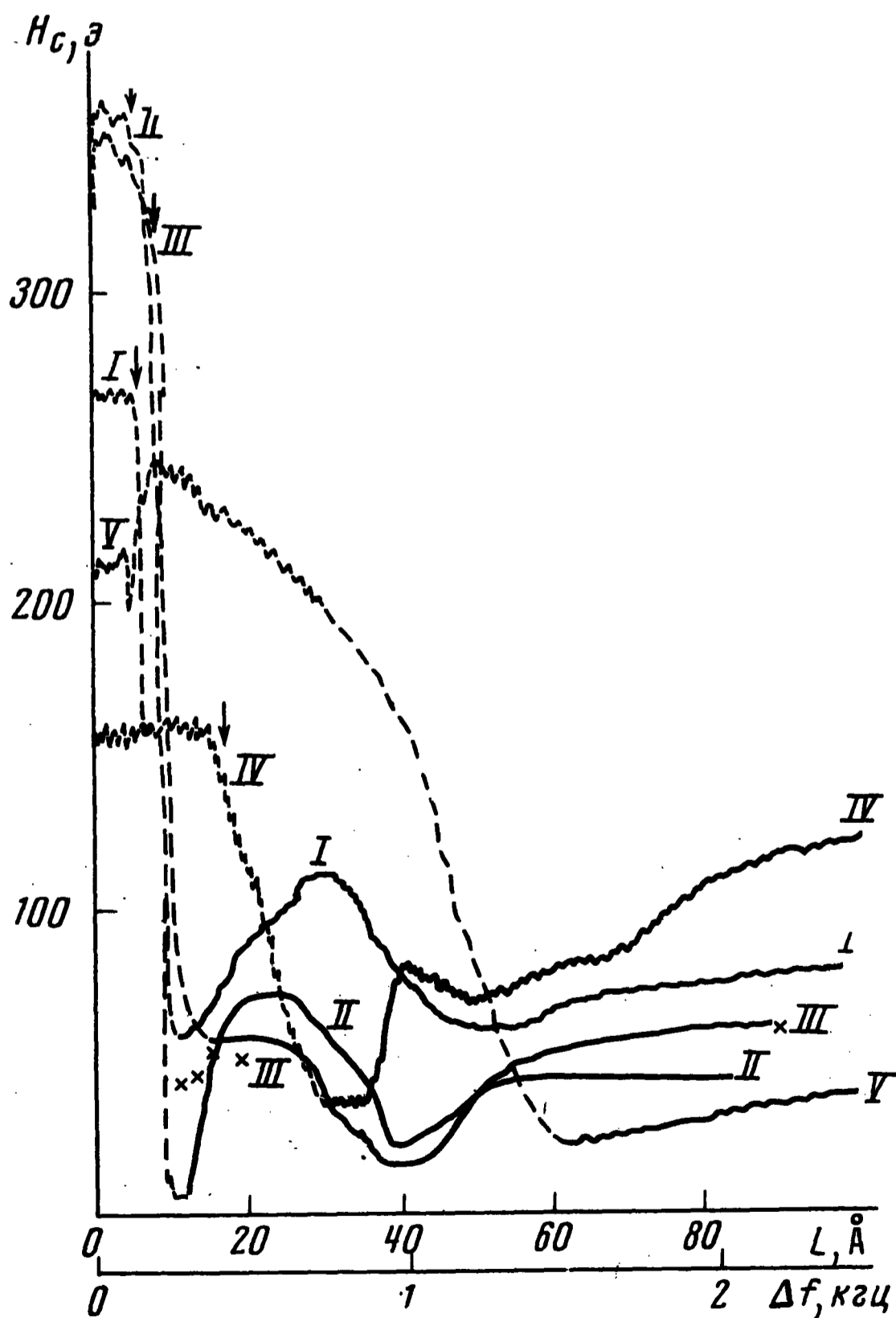


Рис. 5. Коэрцитивная сила в зависимости от толщины образца. Те же образцы, что и на рис. 3, 4. Крестиками отмечены значения, полученные по фотографиям образца III

лического железа ($7,8 \text{ г/см}^3$). На рис. 3 видно, что коэффициент отражения образцов типа I—III практически не зависит от температуры подложки, при которой они изготовлялись. Это позволяет предположить, что структура таких образцов при всех температурах подложки при напылении одинакова. Поэтому в дальнейшем предполагалось, что плотность всех образцов равна плотности монокристаллического железа, и, исходя из этого, рассчитывалась толщина образцов по показаниям кварцевых радиовесов. Их чувствительность в пересчете на толщину составляет $24,5 \text{ гц/Å}$. Все приведенные в данной работе толщины получены с помощью такого пересчета.

4.2. Модели сплошной и островковой пленок

Для получения результатов по физике магнетизма из экспериментов с тонкими пленками необходимо знать: насколько изучаемые образцы соответствуют модели сплошного кристалла. В отсутствие непосредственного структурного контроля об этом можно судить, сравнивая зависимости измеренных величин от толщины образцов с аналогичными зависимостями, ожидаемыми при применении моделей сплошной и островковой пленок. Рассмотрим отражение света от сплошной пленки на подложке [20]. При падении света из вакуума (среда 1) на пленку (среда 2), находящуюся на подложке (среда 3), амплитуда отражения для *s*- и *p*-поляризации света выражается как

$$r(s, p) = \frac{r_{12} - r_{23} e^{2i\psi}}{1 - r_{12} r_{23} e^{2i\psi}}, \quad (1)$$

$$\psi = \omega L (\epsilon_2 - \sin^2 \varphi)^{1/2} / c, \quad (2)$$

$$r_{23} = (r_{12} - r_{13}) / (1 - r_{12} r_{13}). \quad (3)$$

Здесь r_{12} , r_{13} — амплитуды отражения света между 1 и 2, 1 и 3 средами для соответствующей поляризации. Коэффициент отражения $R = |r|^2$, L — толщина пленки, ϵ_2 — ее диэлектрическая проницаемость, ω — частота света, c — скорость света, φ — угол падения.

Для магнитной среды тензор диэлектрической проницаемости имеет вид

$$(\hat{\epsilon}_2) = \begin{pmatrix} \epsilon_2 & -i\epsilon' I/I_s & 0 \\ i\epsilon' I/I_s & \epsilon_2 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_2 \end{pmatrix}.$$

Для экваториального эффекта Керра, т. е. при направлении намагниченности перпендикулярно плоскости падения света, как известно,

$$r_{12}(p) = r_{12}^0(p) + \Delta r_{12}(p) I/I_s, \quad (4)$$

где

$$\Delta r_{12}(p) = i\epsilon' \frac{2 \sin \varphi \cos \varphi}{[\epsilon_2 \cos \varphi + (\epsilon_2 - \sin^2 \varphi)^{1/2}]^2},$$

I/I_s — относительная намагниченность, которая в дальнейшем предполагается равной единице.

Пользуясь этими формулами, мы получили для магнитооптического изменения интенсивности отраженного от пленки на подложке света сле-

дующее выражение:

$$b \equiv \Delta R = \left| r(p) + \Delta r_{12} \frac{dr(p)}{dr_{12}(p)} \right|^2 - |r(p)|^2 = 2 \operatorname{Re} \left(\frac{\Delta r_{12}(p)}{r(p)} \frac{dr(p)}{dr_{12}(p)} \right) |r(p)|^2; \quad (5)$$

где

$$\frac{dr(p)}{dr_{12}(p)} = \frac{[1-r^2(p)][1-r_0^2]}{1-r_{12}^2(p)},$$

$$r_0^2 = \frac{(1-r_{23}^2) e^{2i\psi}}{1-r_{23}^2 e^{4i\psi}}.$$

По формулам (1) и (5) для угла падения света 45° мы рассчитали коэффициент отражения неполяризованного света на длине волны 1 мкм и магнитооптический эффект, возникающий при этом для пленки железа на подложке из фтористого лития. При этом использовались значения ϵ и ϵ' для железа, взятые из работы Кринчика и Артемьева [3]. Предполагалось, что намагниченность остается неизменной вплоть до нулевой толщины.

Расчет коэффициента отражения для островковой пленки проводился следующим образом. Доремусом [21] рассчитана диэлектрическая проницаемость системы отдельных островков на подложке с известными диэлектрическими проницаемостями для случая $\lambda \gg 2r$ — диаметра островков. Для этого расчета необходимо знать степень заполнения, т. е. отношение площади, занятой островками, к площади пленки. Были [22, 23] изучены островковые пленки никеля и серебра на кварце. Приведенные там степени заполнения для средних толщин пленки достаточно близки друг к другу, а условия изготовления пленок незначительно отличаются от наших. Воспользовавшись этими значениями степени заполнения, мы рассчитали диэлектрическую проницаемость, а затем и коэффициент отражения на длине волны 1 мкм и при угле падения 45° для островков железа на фтористом литии в зависимости от средней толщины пленки. Результаты этих расчетов приведены на рис. 3. Видно, что у сплошной пленки коэффициент отражения существенно быстрее растет с толщиной, чем у островковой.

Относительно магнитооптики островковых пленок можно сделать следующие замечания. Для суперпарамагнитной системы островков железа вплоть до их диаметра 100 \AA , т. е. до средней толщины пленки $10\text{--}50 \text{ \AA}$, времена релаксации при температуре $500\text{--}700 \text{ К}$ были бы меньше $1/50 \text{ сек}$, что сделало бы невозможным измерение на частоте 50 Гц в слабых полях [24]. Оценки по методу, предложенному Нейгебауэром [25], показывают, что при изменении поля от 100 до 400 э намагниченность системы островков меняется в несколько раз. Это должно приводить к резкому отличию зависимости магнитооптики от толщины для образцов, эксперименты с которыми проводятся при разной величине перемагничивающего поля. Вообще, естественно ожидать, что магнитооптический сигнал от островковых пленок будет слабее, чем от сплошных.

Поведение коэрцитивной силы от толщины сплошных пленок требует дополнительного изучения. Отметим лишь, что, по-видимому, при малых толщинах на ее величину может существенно влиять качество подложки, а при больших толщинах в случае однородной пленки коэрцитивная сила должна слабо зависеть от толщины образца. Для островковых пленок железа при средней толщине пленки $\sim 60\text{--}100 \text{ \AA}$ наблюдается максимум коэрцитивной силы, причем ее значение при этом достигает $200\text{--}500 \text{ э}$ [18, 26].

4.3. Сравнение с экспериментом

Поскольку в наших экспериментах оптические и магнитооптические константы не измерялись, то возможно лишь качественное сравнение с расчетом. Калибровка по коэффициенту отражения проводилась следующим образом. Считалось, что коэффициент отражения пленки толщиной 300 \AA совпадает с рассчитанным и составляет 64% . Коэффициент отражения пленок, конечная толщина которых меньше 300 \AA , привязывался к кривой, полученной таким образом. Коэффициенты отражения образцов типа I—III отличались друг от друга при всех толщинах по абсолютной величине не более чем на 3% . При этом среднее значение коэффициента отражения LiF получается равным $(3,46 \pm 0,13)\%$, что близко к рассчитанному для длины волны 1 мкм ($3,47\%$). Резкое отличие сплошной пленки от островковой (кривые *a* и *b* на рис. 3) проявляется в производной коэффициента отражения по толщине при предельно малых толщинах. На этом основании результаты, представленные на рис. 3, наиболее естественно истолковываются следующим образом. Образцы типа I—III являются сплошными с предельно малых толщин. Образец V после напыления является островковым. В результате отжига островки слились и образовалась сплошная пленка. Образцы типа IV являются островковыми при малых толщинах, а затем островки срастаются в процессе напыления.

Зависимость магнитооптического сигнала от толщины подтверждает вывод о том, что пленки типа I—III являются сплошными с предельно малых толщин. Действительно, магнитооптический сигнал появляется у них при толщинах $< 10 \text{ \AA}$, а его ход в зависимости от толщины близок к расчетному.

На рис. 6 представлены фотографии петель гистерезиса для образцов типа I—III. Наличие нормальной петли гистерезиса у образцов толщиной $< 30 \text{ \AA}$ означает, как показано Нейгебауэром [25], что они представляют собой сплошную пленку. На рис. 7 показана зависимость относительного изменения интенсивности отраженного света $\delta = b/R$ от толщины образца. Из рисунка видно, что в пленках типа I—III зависимость δ от толщины качественно совпадает с расчетом для сплошной пленки.

Данные по коэрцитивной силе дают дальнейшее подтверждение этим выводам. У образцов типа I—III коэрцитивная сила близка к 50 э и не имеет максимума по толщине, близкого к $200\text{—}500 \text{ э}$. Она слабо зависит от температуры подложки при напылении. Для образца V схема измерения коэрцитивной силы, по-видимому, регистрирует максимум. Образец IV

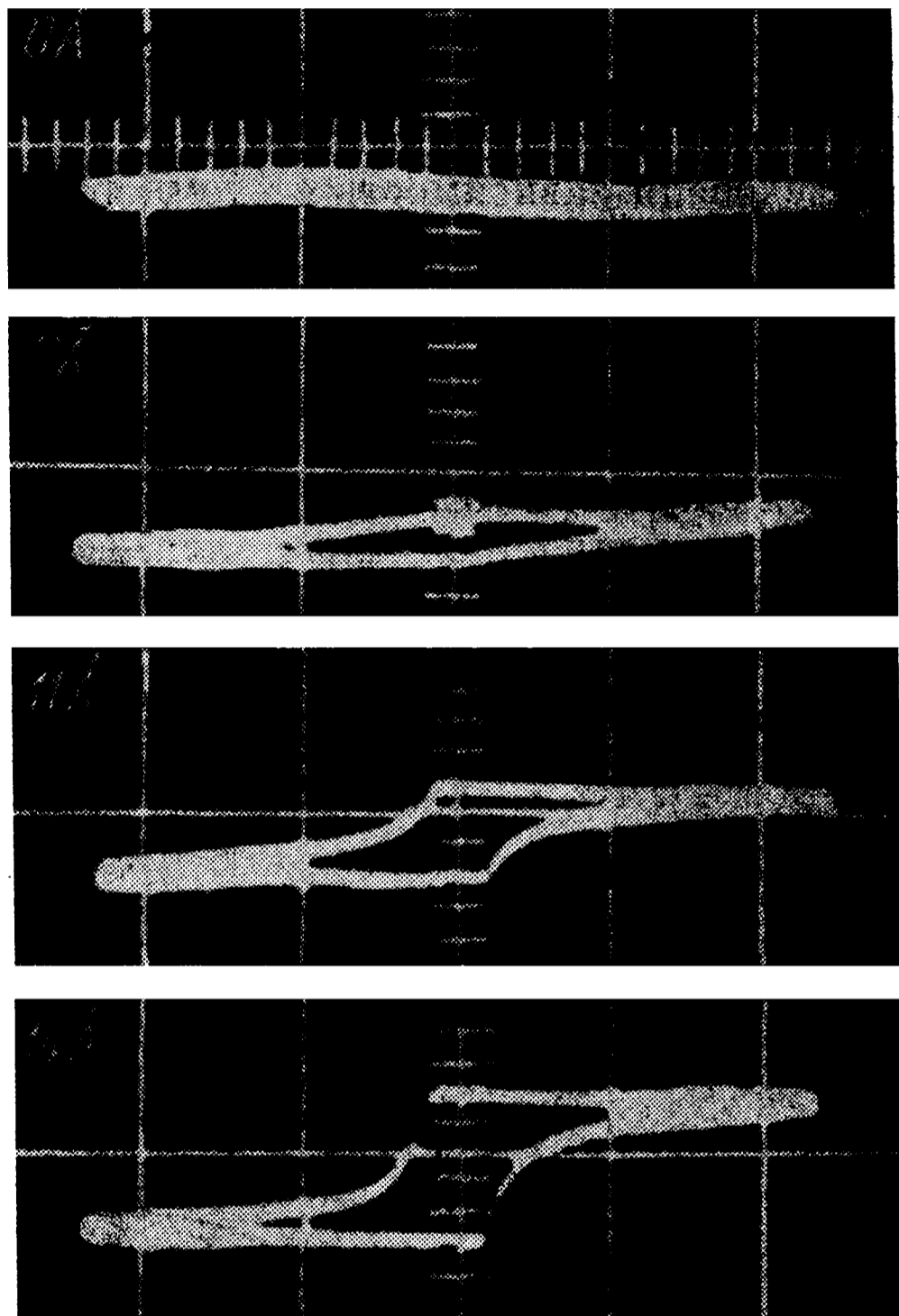


Рис. 6. Петли гистерезиса при разной толщине образца (железо на фтористом литии) VI: $T_{\text{подл}} = 480 \text{ К}$, $H_0 = 380 \text{ э}$

демонстрирует промежуточное поведение между этими двумя типами. Таким образом, полученные результаты показывают, что при наших условиях получения пленки железа могут становиться сплошными с толщиной $\sim 5 \text{ \AA}$.

В работе [27] пленки железа, напыленные на LiF, оставались островковыми вплоть до 200 \AA . Такое расхождение, по-видимому, объясняется различными условиями проведения экспериментов.

4.4. Зависимость точки Кюри от толщины образца

Поскольку используемая методика позволяет напылять сплошные пленки железа и контролировать их свойства во время напыления, мы исследовали зависимость от температуры толщины появления ферромагнитных свойств образца. Это эквивалентно изучению зависимости температуры Кюри ферромагнетика от толщины, так как пока толщина пленки меньше той, для которой данная температура подложки представляет температуру Кюри, невозможно наблюдение магнитооптического эффекта. Из рис. 3—5 видно, что коэффициент отражения образцов I—III увеличивается с нулевой толщины, причем его зависимость от толщины близка к расчету для сплошного кристалла. При этом регистрация магнитооптического

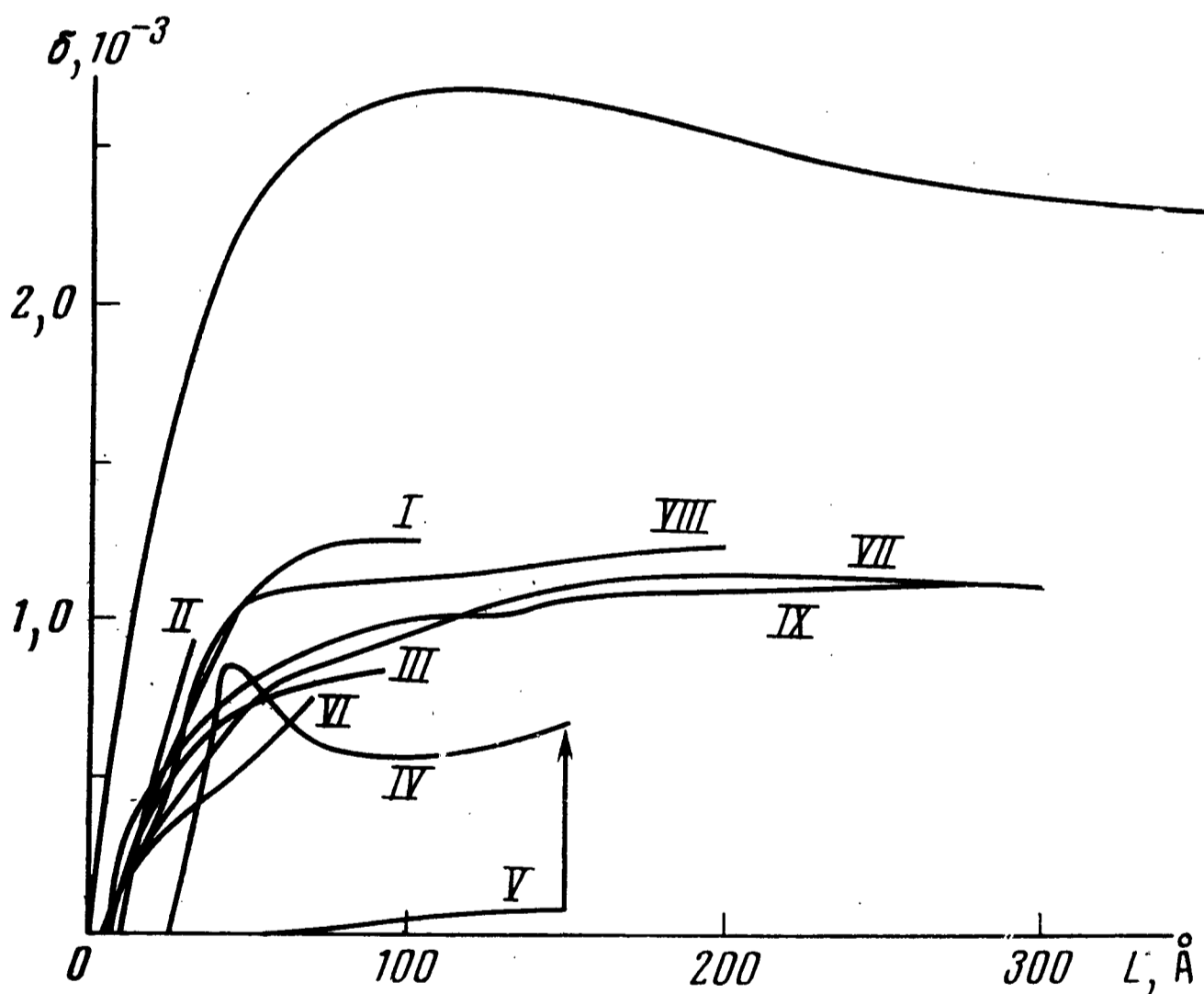


Рис. 7. Относительное изменение интенсивности отраженного света $\delta = b/R$ в зависимости от толщины образца. Верхняя кривая — расчет для сплошной пленки железа на фтористом литии. Те же образцы, что и на рис. 4—6 и 8. VII: железо на фтористом литии, $T_{\text{подл}} = 530 \text{ K}$, $H_0 = 120 \text{ э}$; VIII: железо на стекле, $T_{\text{подл}} = 500 \text{ K}$, IX: железо на окиси магния, $T_{\text{подл}} = 540 \text{ K}$, $H_0 = 380 \text{ э}$

сигнала и коэрцитивной силы начинается с некоторой конечной толщины, зависящей от температуры. Эта толщина практически не зависела от величины магнитного поля, перемагничивающего образец. Для каждого образца толщина появления ферромагнитных свойств определялась и по появлению сигнала магнитооптического эффекта, и по резкому уменьшению сигнала с выхода схемы измерения коэрцитивной силы.

Для проверки влияния подложки на минимальную толщину появления ферромагнитных свойств мы провели контрольные эксперименты с подложками из монокристалла MgO и стекла. Напыление на окись магния проводилось при температуре $250^\circ C$, а на стекло при 230 и при $25^\circ C$. Поведение пленок на окиси магния и на подогретой стеклянной подложке не отличалось от поведения пленок на LiF при соответствующей температуре (рис. 7). У пленок, напыленных на стекло при комнатной температуре, зависимость коэффициента отражения от толщины качественно походила на соответствующую зависимость в модели островковой пленки, а толщина появления ферромагнитных свойств возросла до 20 \AA . При этом коэрцитивная сила имела максимум 100 э в области толщин $50\text{--}70 \text{ \AA}$.

На рис. 8 помещена сводка наших результатов по измерению толщины появления ферромагнитных свойств у сплошных пленок железа при разных температурах. Там же приведены теоретические кривые расчета зависимости точки Кюри железа от толщины образца: I — методом молекулярного поля [13] и II — методом функций Грина [14]. Из рисунка видно, что минимальная толщина, при которой появляется ферромагнетизм, в наших образцах составляет $\sim 5 \text{ \AA}$.

Это может быть вызвано несколькими причинами. Во-первых, это может быть та толщина, при которой пленка становится сплошной. При таких толщинах контроль сплошности пленки по коэффициенту отражения еще недостаточно эффективен. Во-вторых, наш метод чувствителен лишь к составляющей намагниченности, лежащей в плоскости пленки, поэтому им невозможно зарегистрировать намагниченность в случае сильной анизотропии, перпендикулярной к плоскости пленки, о существовании которой в пленках тоньше 5 \AA сообщалось Градманом и Мюллером [28]. При измерениях намагниченности тонких пленок железа, полученных электролитическим осаждением, минимальная толщина появления ферромагнетизма при комнатной температуре также составляет $\sim 6 \text{ \AA}$ [11], но используемый там метод тоже измерял лишь намагниченность в плоскости пленки. С другой стороны, метод эффекта Мессбауэра, использованный в работе Ли и др. [12], чувствителен к абсолютному значению намагниченности. Поэтому зарегистрированное в работе [12] отсутствие магнитного момента в образцах толщиной $4,6 \text{ \AA}$ свидетельствует, скорее, в пользу существования у железа двух «мертвых» монослоев, чем о наличии анизотропии, перпендикулярной поверхности пленки.

На рис. 8 видно, что экспериментальные точки лежат близко к кривой, рассчитанной методом молекулярного поля. Как известно, в случае пермаллоя лучшее соответствие наблюдается с расчетом по методу функции Грина [28]. Согласие полученных результатов с расчетами по разным моделям для «идеальных» образцов указывает на достаточно высокое ка-

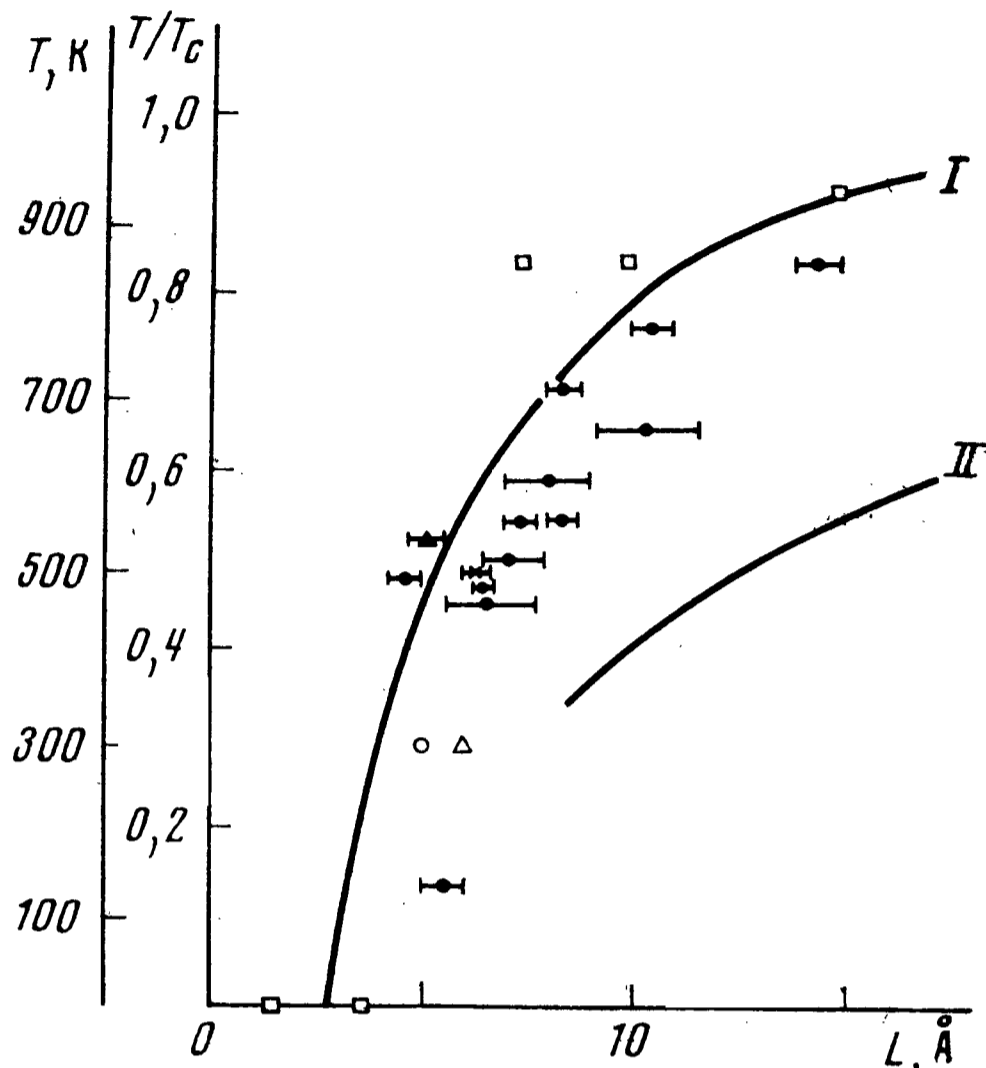


Рис. 8. Зависимость точки Кюри железа от толщины образца. Данная работа: ● — для Fe на LiF ; ▲ — для Fe на MgO ; × — для Fe на стекле; ○ — по данным [11]; △ — [12]; □ — [13]

чество наших пленок и позволяет надеяться, что измерения на более совершенных образцах с тщательным контролем их структуры лишь уточнят полученную зависимость, а не приведут к ее качественной замене.

5. Заключение

Таким образом, в данной работе: 1) разработана магнитооптическая методика контроля оптических и магнитооптических свойств тонких ферромагнитных пленок в процессе их напыления; 2) показана возможность изготовления в широком диапазоне температур пленок железа на подложке из монокристаллического фтористого лития, у которых зависимости измеренных свойств от толщины близки к аналогичным зависимостям у сплошного кристалла; 3) получена зависимость температуры Кюри железа от толщины образца.

Дальнейшее усовершенствование данного метода исследования должно включать в себя измерение диэлектрической проницаемости образцов в ходе эксперимента, улучшение качества подложки и выяснение ее влияния на свойства пленок, а также разработку методов структурного контроля в процессе напыления.

Подобным методом можно изучать изменения магнитной анизотропии с толщиной образца. Исследование магнитооптики предельно тонких образцов на различных длинах волн позволит также разобраться в вопросе о формировании плотности электронных состояний в ферромагнетике с изменением толщины.

Авторы пользуются представившимся случаем, чтобы поблагодарить П. Л. Капицу за поддержку данной работы и А. С. Боровика-Романова за обсуждение работы и критические замечания. Авторы признательны Д. Б. Диатроптову за полезные дискуссии, а Ю. П. Кочеткову, М. С. Тюрину и С. И. Рогачеву за помощь в проведении экспериментов. Мы благодарны В. Г. Пынько за предоставленные монокристаллы MgO.

Институт физических проблем
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
27 февраля 1974 г.

Литература

- [1] D. W. Pashley. *Advances in Physics*, 14, 327, 1965.
- [2] D. W. Pashley. *Advances in Physics*, 5, 173, 1956.
- [3] Г. С. Кринчик, В. А. Артемьев. *ЖЭТФ*, 53, 1901, 1967.
- [4] А. Б. Ваганов, Д. Б. Диатроптов. *ПТЭ*, 6, 177, 1970.
- [5] В. И. Август. *ПТЭ*, 2, 176, 1968.
- [6] А. Б. Ваганов, В. В. Завьялов. *ПТЭ*, 3, 218, 1972.
- [7] G. Sauerbrey. *Zs. Phys.*, 155, 206, 1959.
- [8] R. M. Mueller, W. White. *Rev. Sci. Instr.*, 39, 291, 1968.
- [9] D. D. Thornbury, C. M. Wayman. *J. Appl. Phys.*, 42, 4063, 1971.
- [10] H. Ratajczak. *Acta Phys. Polon.*, 25, 675, 1964.
- [11] L. N. Lieberman, D. R. Fredkin, H. B. Shore. *Phys. Rev. Lett.*, 22, 539, 1969.
- [12] E. L. Lee, P. E. Bolduc, C. E. Violet. *Phys. Rev. Lett.*, 13, 800, 1964.
- [13] Л. Валента. *Изв. АН СССР, серия физ.*, 21, 879, 1957.
- [14] W. Haubenreisser, W. Brodkorb, A. Corciovei, G. Costache. *Phys. Stat. Sol. (b)*, 53, 9, 1972.
- [15] O. Haase. *Zs. Naturforsch.*, 11a, 46, 1956.
- [16] Л. В. Киренский, В. Г. Пынько, Р. В. Суханова, Н. Н. Сивков, Г. П. Пынько, И. С. Эдельман, А. С. Комалов, С. В. Кан, И. И. Сырова, Л. Г. Звегинцев. *ФММ*, 22, 380, 1966.

- [17] А. Б. Ваганов, Б. Гейнрих. ЖЭТФ, 59, 732, 1970.
- [18] H. Hoffman. Zs. Phys., 165, 261, 1961.
- [19] А. Б. Ваганов, В. В. Василевский. ФТТ, 16, 2044, 1974.
- [20] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Электродинамика сплошных сред, Физматгиз, 1959, § 82, стр. 352.
- [21] R. U. Doremus. J. Appl. Phys., 37, 2775, 1966.
- [22] J. P. Marton, M. Schlesinger. J. Appl. Phys., 40, 4529, 1969.
- [23] И. Н. Шклярский, Т. И. Корнеева. Оптика и спектроскопия, 24, 744, 1968.
- [24] T. S. Jacobs, C. P. Bean. В сб. «Magnetism», ed. by G. T. Rado and H. Suhl, Academic Press, N-Y and London, 3, 1963, стр. 271.
- [25] К. А. Нейгебауэр. В сб. «Физика тонких пленок» под ред. Г. Хасса и Р. Э. Туна, 2, «Мир», 1967, стр. 13.
- [26] D. Stunkel. Zs. Phys., 176, 207, 1963.
- [27] В. Г. Пынько, А. С. Комалов, М. А. Овсянников, С. Г. Русова, Э. Ж.-Р. Людвик. Изв. АН СССР, серия физ., 31, 485, 1967.
- [28] U. Gradmann, J. M. Müller. Phys. Stat. Sol., 27, 313, 1968.

MEASUREMENT OF THE PROPERTIES OF IRON FILMS DURING THEIR DEPOSITION

A. B. Vaganov, V. V. Zavyalov

Ferromagnetic iron films are deposited onto lithium fluoride, glass and magnesium oxide in vacuum ($\sim 10^{-6}$ torr). The reflection coefficient in the 0.8–1.1 μm range, amplitude of the magneto-optical equatorial effect and coercive force are controlled during the deposition. The film thickness is measured by means of a radio-balance with a sensitivity of 24.5 Hz/Å. The temperature of substrate varied from experiment to experiment in the 100–850 K range. The measurements permit one to select those samples which are continuous, the very thinnest being included. A dependence of the Curie point of iron on sample thickness is plotted.
