

ТЕМПЕРАТУРНЫЙ МАГНИТНЫЙ ГИСТЕРЕЗИС МОНОКРИСТАЛЛОВ КРЕМНИСТОГО ЖЕЛЕЗА

Л. В. Киренский, Д. А. Лаптей, А. И. Дрокин и Р. П. Смолин

В работе излагаются результаты исследований температурного магнитного гистерезиса (ТМГ) монокристаллов кремнистого железа по основным кристаллографическим направлениям. Дается анализ результатов исследований на основе динамики доменной структуры и температурного хода констант анизотропии и магнитострикций по этим направлениям.

ВВЕДЕНИЕ

При изменении температуры ферромагнетика, помещенного в постоянное магнитное поле, его намагниченность может изменяться под влиянием следующих трех причин:

- 1) изменения спонтанной намагниченности I_s ;
- 2) изменения намагниченности, вызванной вращением вектора I_s ;
- 3) изменения доменной структуры.

Изменения намагниченности вследствие изменения численного значения вектора I_s или его вращения в кристалле протекают обратимо и не вызывают гистерезисных явлений. Изменения же намагниченности, связанные с изменением доменной структуры, носят ярко выраженный необратимый характер.

Поэтому исследование гистерезисных явлений, в том числе и температурного магнитного гистерезиса, желательно проводить с параллельным наблюдением доменной структуры, что всего удобнее осуществить на монокристаллах. Несколько нам известно, все предшествовавшие работы по температурному магнитному гистерезису (ТМГ), проводились на поликристаллических образцах [1—3 и др.].

ИССЛЕДУЕМЫЕ ОБРАЗЦЫ И РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Исследования проведены на монокристаллических образцах кремнистого железа (3,8% Si). Образцы были вырезаны травлением вдоль основных и промежуточных кристаллографических направлений и имели форму пластин размером $5,4 \times 0,43 \times 0,076$ см. В процессе обработки они подгонялись по весу. Перед измерениями образцы подвергались отжигу в вакууме при температуре 1100° в течение 4 часов с последующим медленным охлаждением. Кристаллографическая ориентировка образцов определялась рентгенографическим путем по методу Лауэ. Из девяти исследованных образцов, вырезанных из двух различных кристаллов, три имели наклон в $1—2^\circ$ к плоскости (110), а шесть других — $10—12^\circ$ к этой же плоскости.

Измерения проводились по циклу А (нагрев—охлаждение) в интервале температур $+50 \div \Theta \div +50^\circ$ С на вертикальном астатическом магнитометре по методу, описанному в работе [4].

Основные результаты измерений ТМГ вдоль кристаллографических направлений [100], [110], [111] приведены на рис. 1—3. Из рис. 1a—e следует, что в направлении легкого намагничивания на ветвях нагрева и охлаждения в слабых магнитных полях имеются два максимума и один ми-

нимум. При этом намагнченность на ветвях нагрева вначале растет (при мерно до 150°), а затем резко падает, и при 450° достигает своего наименьшего значения. Далее намагнченность с повышением температуры вновь возрастает примерно до исходного значения и падает до нуля в точке Кюри. Изменение намагнченности на ветвях охлаждения аналогично изменению ее на ветвях нагрева, с той лишь разницей, что экстремальные значения намагнченности оказываются смещеными на $50-70^\circ$ в сторону более низких температур. Указанная зависимость $I_H(t)$ вдоль направления [100] имеет место в полях до $10-12$ э. В более высоких полях пропадает вначале минимум на ветви охлаждения, а затем на вет-

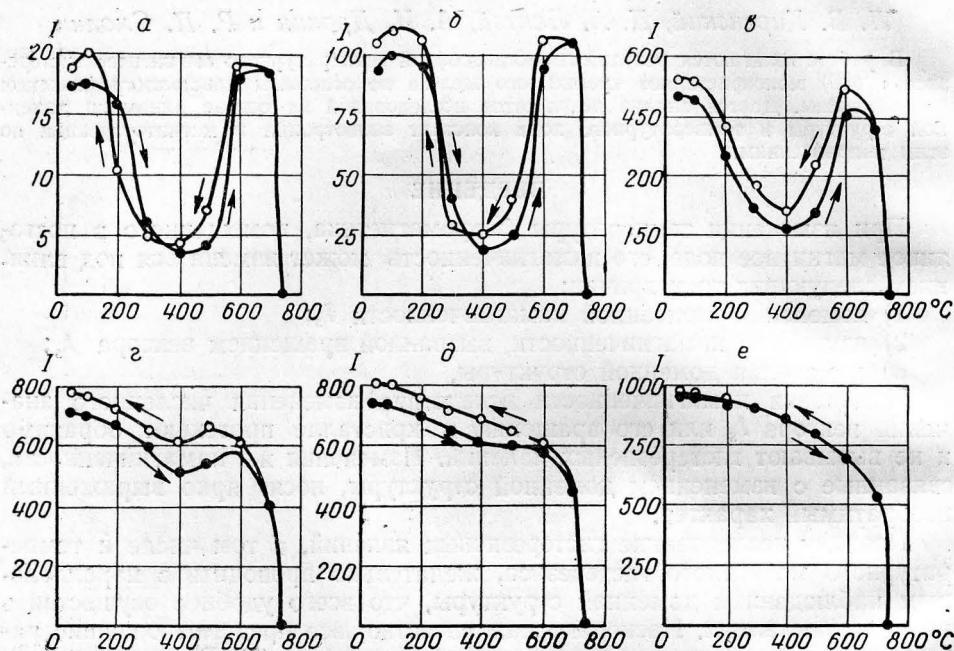


Рис. 1. Кривые температурной зависимости намагнченности кремнистого железа в направлении [100] в различных полях:
 $a - 0,14$; $b - 0,8$; $c - 5,0$; $d - 10,0$; $e - 15,0$; $f - 100$ э.

ви нагрева (при $H = 15$ э), и зависимость $I_H(t)$ приобретает монотонный характер.

Характерным для этих графиков является и то, что ветви нагрева и охлаждения имеют несколько точек пересечения. Пересечения ветвей полностью исчезают только в поле, равном 5 э. По мере роста поля ветви нагрева и охлаждения сближаются, и в поле 75 э ТМГ практически исчезает.

Температурная зависимость $I_H(t)$ на образцах, вырезанных вдоль кристаллографических направлений [110] и [111], в слабых полях носит совершенно иной характер, нежели в направлении [100]. На ветвях нагрева (до 3 э) имеется один резко выраженный максимум — максимум Гопкинсона. В более высоких полях наблюдается только спад намагнченности с ростом температуры. Намагнченность на ветвях охлаждения в направлении [110] изменяется более сложно.

Ход кривых $I_H(t)$ в направлении [111] в значительной мере напоминает кривые этой зависимости вдоль направления [110]. Здесь следует

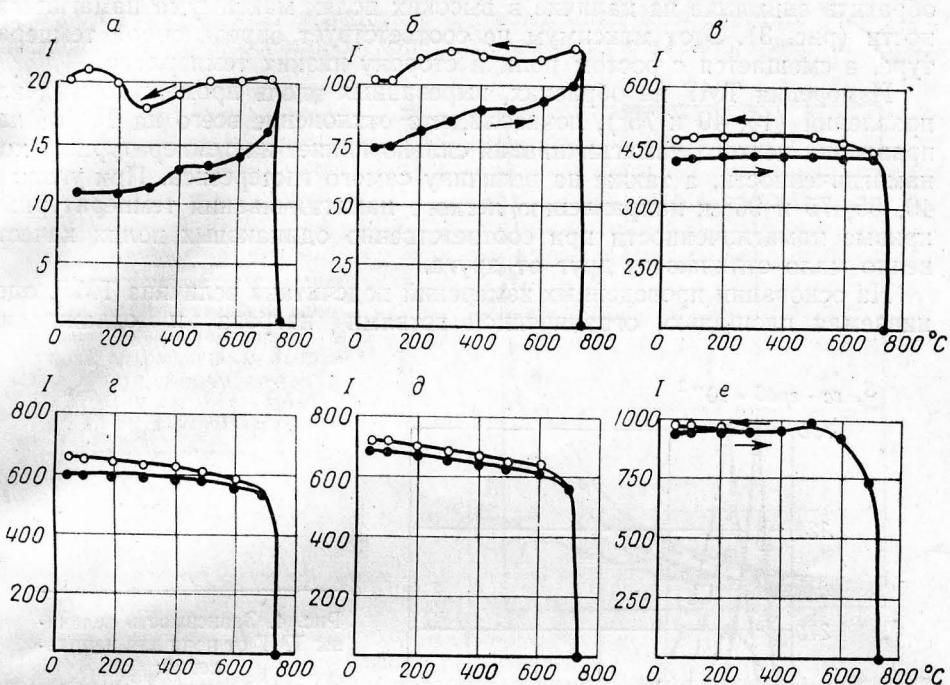


Рис. 2. Кривые температурной зависимости намагниченности кремнистого железа в направлении [110] в магнитных полях:
a — 0,14; *б* — 0,8; *в* — 5,0; *г* — 10,0; *д* — 15,0; *е* — 100 э.

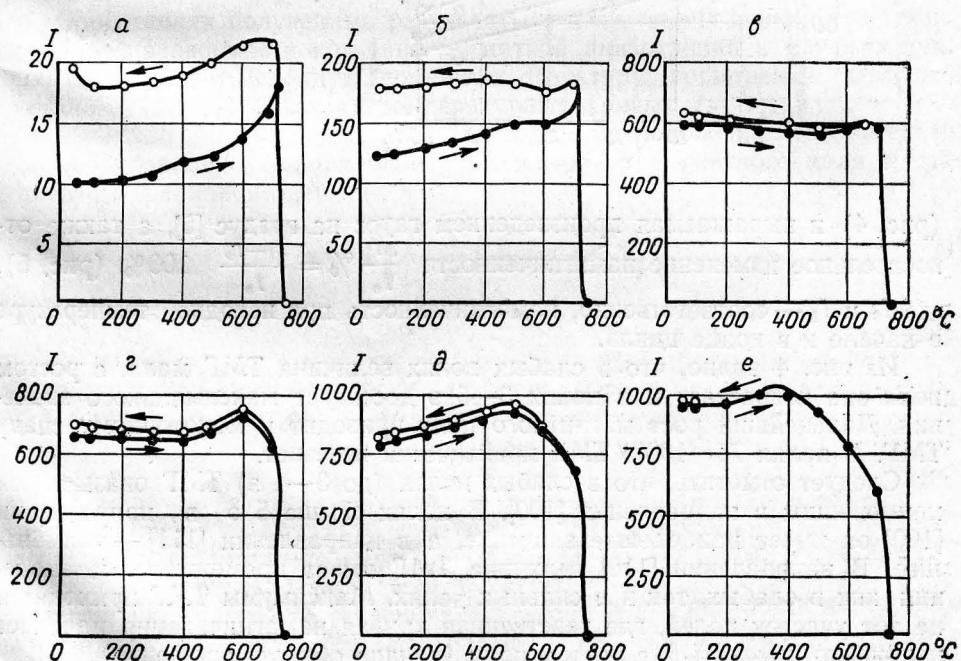


Рис. 3. Кривые температурной зависимости намагниченности кремнистого железа в направлении [111] в магнитных полях:
а — 0,14; *б* — 1,5; *в* — 15,0; *г* — 30,0; *д* — 75,0; *е* — 150 э.

обратить внимание на наличие в высоких полях максимума намагнченности (рис. 3). Этот максимум не соответствует определенной температуре, а смещается с ростом поля в сторону низких температур.

Измерения ТМГ на образцах, вырезанных вдоль промежуточных направлений (15, 40 и 75°), показали, что отклонение всего на 15° от направления легкого намагничивания сильно влияет на температурный ход намагнченности, а также на величину самого гистерезиса. При углах в 40, 55, 75 и 90° к направлению легкого намагничивания температурные кривые намагнченности при соответственно одинаковых полях качественно мало отличаются друг от друга.

На основании проведенных измерений подсчитана величина ТМГ, оцениваемая площадью, ограниченной ветвями нагрева и охлаждения

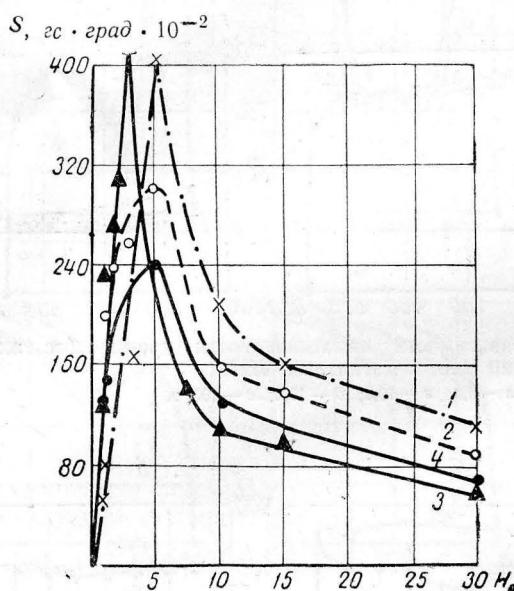


Рис. 4. Зависимость величины ТМГ от поля для направлений:

1 — [100]; 2 — [110]; 3 — [111]; 4 — 40° к направлению [100].

(рис. 4) и выражаемая произведением гаусс на градус [5], а также относительное изменение намагнченности $\frac{\Delta I}{I_0} \% = \frac{I_1 - I_0}{I_0} \cdot 100\%$ (рис. 5), где I_0 и I_1 — соответственно, намагнченность при исходной температуре в начале и в конце цикла.

Из рис. 4 видно, что в слабых полях величина ТМГ мала, с ростом поля она возрастает и в полях 3—5 э достигает максимального значения. Дальнейший рост магнитного поля приводит к монотонному спаду ТМГ. В полях 75—100 э ТМГ практически исчезает.

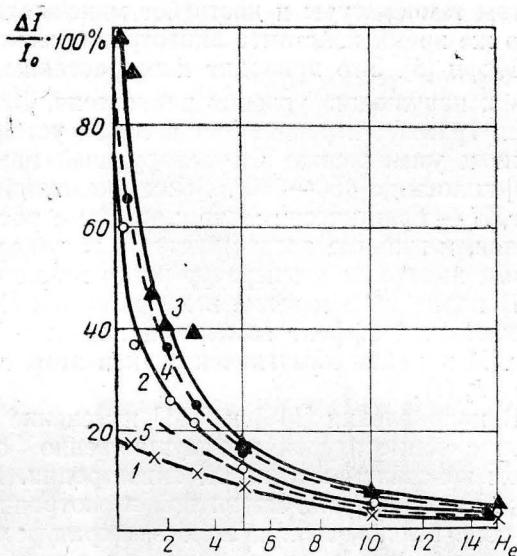
Следует отметить, что в слабых полях (до 3—4 э) ТМГ оказывается наименьшим в направлении [100]. В полях выше 5 э в направлении [100] он имеет наибольшее значение, а в направлении [111] — наименьшее. В направлении [110] величина ТМГ имеет промежуточные значения, как в слабых, так и в сильных полях. Максимумы ТМГ приходятся на тот участок полей, где девственная кривая намагничивания начинает нелинейно изменяться с ростом поля (начало области вращения).

Из рис. 5 видно, что относительная величина ТМГ для всех образцов с ростом магнитного поля убывает, при этом она оказывается наибольшей в направлении [111], наименьшей — в направлении [100]. В работе

[2] указывалось, что образцы кремнистого железа в процессе опыта подвергаются изменению вследствие термомагнитной обработки. Нами это исследовано для основных кристаллографических направлений. После

Рис. 5. Относительное изменение намагниченности от поля по различным направлениям:

1 — [100]; 2 — [110]; 3 — [111]; 4 — 40°; 5 — 15° к направлению [100].



измерений ТМГ в поле 150 э повторные измерения в поле 3 э показали, что влияние термообработки на монокристалльных образцах оказывается весьма незначительно.

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

Сопоставляя полученные результаты с известными данными о температурной зависимости констант магнитной анизотропии и магнитострикции и учитывая исходную доменную структуру, попытаемся объяснить установленные особенности температурных кривых $I_s(t)$.

Известно [6], что для случая 180° соседств положение междоменных перегородок определяется величиной внешнего магнитного поля и градиентом граничной энергии γ

$$\gamma = 4 \sqrt{\frac{A}{a}} \left(\frac{3}{2} \lambda_s \sigma + bK \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (1)$$

откуда

$$\frac{d\gamma}{dx} = 2 \sqrt{\frac{A}{a}} \frac{\frac{3}{2} \lambda_s \frac{d\sigma}{dx}}{\sqrt{\frac{3}{2} \lambda_s \sigma + bK}}, \quad (2)$$

где A — интеграл обмена; a — постоянная решетки; λ_s — магнитострикция насыщения; b — постоянная величина; K — константа магнитной анизотропии; σ — внутренние напряжения.

Если при некотором фиксированном значении внешнего магнитного поля произойдет изменение температуры образца, то это вызовет нарушение условия равновесия: $P_H = P_\gamma$ за счет изменения K , λ_s , σ и I_s (здесь $P_H = I_s H$, $P_\gamma = \frac{d\gamma}{dx}$). Нарушение условия равновесия вызовет

смещение границ, приводящее к увеличению или уменьшению результирующей намагниченности.

Измерения, выполненные Д. А. Штуркиным [7] для кремнистого железа, показали, что магнитострикция в направлении [100] возрастает с ростом температуры и достигает максимального значения при 450—480°. В то же время константа анизотропии монотонно убывает вплоть до точки Кюри [8]. Это приводит к возрастанию P_T и к уменьшению P_H , то есть к нарушению условия равновесия. Для сохранения условия равновесия граница переместится в новое устойчивое положение, что и приводит к уменьшению результирующей намагниченности в направлении [100] вплоть до 450—480°. Выше указанной температуры λ_s быстро падает, K — практически мало, поэтому с ростом температуры P_T уменьшается, и граница возвращается в прежнее положение; намагниченность в этом интервале температур резко возрастает.

В полях 15 э и выше в направлении [100] число границ сократится, и указанный эффект изменения намагниченности от температуры исчезает. Изменение намагниченности в этом случае будет определяться ходом $I_s(t)$.

В направлении [110] и [111] изменение результирующей намагниченности с температурой преимущественно определяется температурным ходом константы магнитной анизотропии. При температурах, близких к точке Кюри, энергия магнитной анизотропии мала. Если при этом внешнее поле велико, то при этой температуре вектор I_s будет повернут на некоторый угол φ от направления легкого намагничивания. Снижение температуры вызовет рост энергии магнитной анизотропии, что в свою очередь, может привести к уменьшению угла φ , а, следовательно, и к спаду намагниченности. Чем сильнее магнитное поле, тем, очевидно, дольше будут удерживаться вектора I_s в направлении поля, и поворот их к направлению легкого намагничивания произойдет при более низкой температуре. Этим можно объяснить появление максимумов намагниченности на ветвях нагрева и охлаждения и их смещение с ростом поля в сторону низких температур при исследовании ТМГ в направлении [111].

Ход кривых, представленных на рис. 4, соответствует характеру процессов, протекающих при техническом намагничивании. В полях, при которых намагничивание протекает в основном за счет процессов необратимого смещения границ, величина ТМГ для всех (и основных и промежуточных) направлений оказывается максимальной. Дальнейший рост магнитного поля приводит к общему уменьшению роли смещений, что находит свое отражение в общем уменьшении ТМГ с ростом поля.

Ранее [9] было показано, что температурный магнитный гистерезис, определяемый относительным изменением намагниченности, имеет наибольшее значение в том случае, когда роль процессов смещения велика, и исчезает при наличии одних процессов вращения. Подсчет относительного изменения намагниченности в нашем случае (рис. 5) для основных и промежуточных направлений показал, что относительная величина ТМГ оказывается наименьшей для направления [100], когда имеют место только процессы смещения, и оказывается наибольшей для направления [111].

Кажущееся расхождение полученной закономерности изменения относительной величины ТМГ с результатами работы [9] легко объяснить различием в расположении осей легкого намагничивания в образце. В работе [9] внешние механические напряжения (растяжение никеля) выделяли ось трудного намагничивания вдоль образца, поэтому процессы вращения векторов I_s , что, естественно, приводило к уменьшению

Для образцов, вырезанных вдоль направлений [110] и [111], характер процессов намагничивания оказывается несколько иным, чем для расщупного поликристаллического никеля, так как в этом случае оси легкого намагничивания составляют с направлением поля углы, соответственно, 90 и 55°. Поэтому для этих направлений, наряду с основными про-

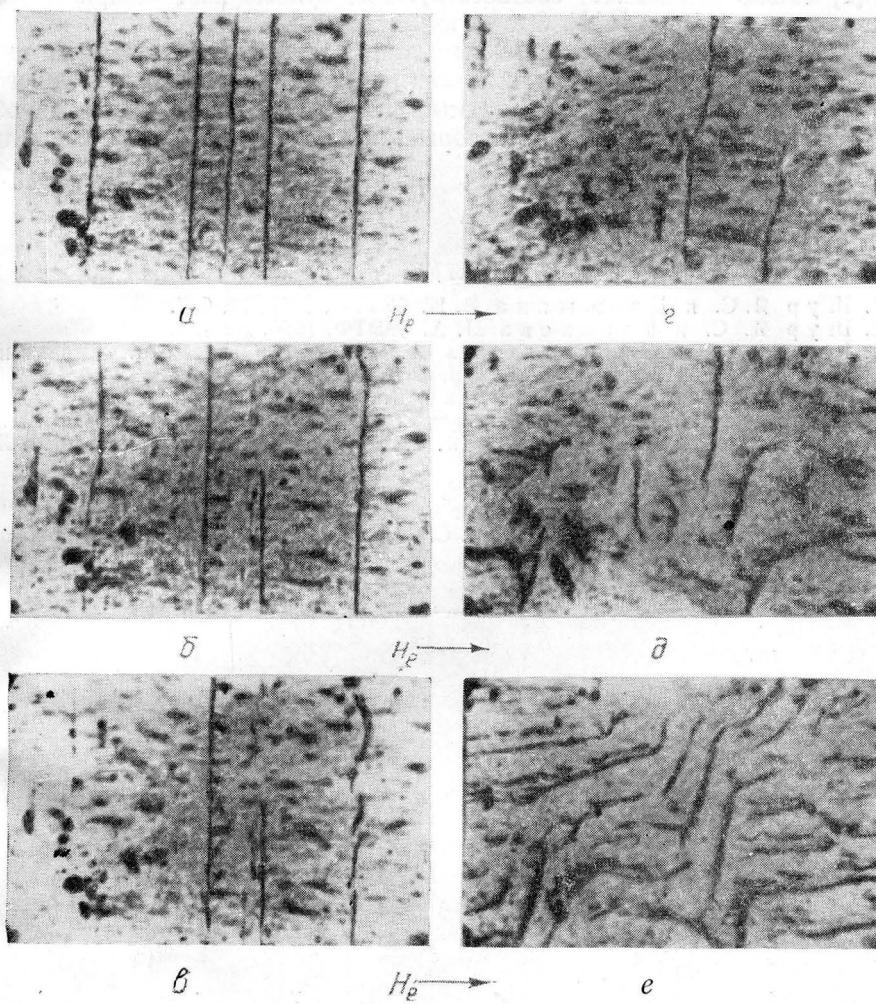


Рис. 6. Динамика доменной структуры на монокристалле кремнистого железа при намагничивании вдоль направления [110]. H_e равно:
 $a - 0; b - 0,8; c - 1,5; d - 4,3; e - 18; f - 30$ э.

цессами (смещения, вращения), как показали исследования доменной структуры (рис. 6), могут иметь место новые, отличные от известных процессы перестройки доменной структуры. В слабых полях, приблизительно до 3 э, как это следует из рассмотрения динамики доменной структуры (рис. 6), происходит лишь обычное смещение границ. Далее, с ростом поля (4 э и выше) процесс смещения продолжается, но, наряду с этим, отдельные участки границ разрушаются, на их месте появляются новые границы иного направления, создавая таким образом новую доменную структуру. Указанный процесс перестройки доменной структуры имеет необратимый характер. По-видимому, такая перестрой-

ка, наряду с процессом необратимого смещения границ, повинна и в явлении температурного магнитного гистерезиса. Она же, вероятно, приводит к более значительному ТМГ в направлении [110] и [111], нежели в направлении [100], где имеют место только процессы смещения.

Ход кривых $I_H(t)$ на поликристаллических образцах кремнистого железа [2] сильно напоминает соответствующие кривые на монокристаллах в направлении [110] и [111]. Это объясняется тем, что в поликристаллических образцах кристаллов с такими направлениями и близкими к ним вдоль поля больше, чем в направлении [100]. Исходя из изложенного, оказываются понятными наблюдаемые иногда в текстурированных образцах «провалы» в ходе $I_H(t)$, которые раньше трудно было объяснить.

Институт физики
Сибирского отделения АН СССР
г. Красноярск

Поступила в редакцию
1 июля 1959 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шур Я. С. и Дрожжина В. И. ЖЭТФ, 1947, **17**, 607.
2. Шур Я. С. и Баранова Н. А. ЖЭТФ, 1950, **20**, 183.
3. Киренский Л. В., Власов А. Я., Втурин Н. И., Дрокин А. И., Ивлев В. Ф. Изв. АН СССР, сер. физ., 1957, **9**, 1262.
4. Дрокин А. И. и Ильюшенко В. Л. ЖЭТФ, 1955, **29**, 339.
5. Лаптей Д. А. Изв. высших учебных заведений, Физика, 1959, **1**, 136.
6. Вонсовский С. В., Шур Я. С. Ферромагнетизм, Гостехиздат, М.-Л., 1948.
7. Штуркин Д. А. Изв. АН СССР, сер. физ., 1947, **11**, 661.
8. Брюхатов Н. А. и Киренский Л. В. ЖЭТФ, 1938, **8**, 198.
9. Баранова Н. А. и Шур Я. С. ДАН СССР, 1954, **94**, 825.