

РАЗМЕР ЗЕРНА И КОРРЕЛЯЦИЯ ПРОЧНОСТНЫХ, ПЛАСТИЧЕСКИХ И ВЯЗКИХ СВОЙСТВ С КОЭРЦИТИВНОЙ СИЛОЙ ФЕРРИТО-ПЕРЛИТНЫХ СТАЛЕЙ

Г. В. БИДА

Между прочностными, пластическими, вязкими свойствами низкоуглеродистых и низколегированных сталей и коэрцитивной силы (КС) существует значимая корреляция, главную роль в которой играет размер зерна феррита. Предложен вариант интерпретации зависимости КС поликристаллических ферромагнетиков от размера зерна, суть которого состоит в том, что влияние собственно размера зерна на величину КС таких ферромагнетиков ничтожно мало. Он влияет на КС опосредованно через зависящие от него параметры доменной структуры. Измельчение зерна обуславливает увеличение числа доменов и, следовательно, числа доменных границ (ДГ) в поликристалле, а это влечет изменение характера распределения и увеличение плотности дефектов внутренней структуры в объеме смещающихся через зерна единичных ДГ (или «суммарной» ДГ), что приводит к увеличению КС поликристалла.

There exists a significant correlation between the strength, ductility, and toughness properties of low-carbon and low-alloyed steels and coercive force (CF), in which ferrite grain has the main role. A variant of interpretation of the dependence of polycrystalline ferromagnetic CF is proposed, the essence of which consists in that the influence of grain size proper on the value of CF of such ferromagnetics is negligibly small. It influences the FC indirectly through the domain structure parameters, dependent on it. Grain refinement causes an increase of the number of domains, and, therefore, number of domain boundaries (DB) in the polycrystal, and this leads to a change of the nature of distribution and increase of the density of internal structure defects in the volume of individual DB (or "summary" DB) shifting through the grains, thus resulting in an increase of polycrystal CF.

При формировании уровня механических, вязких и хладостойких свойств низкоуглеродистых и низколегированных сталей в горячекатаном состоянии размер ферритного зерна играет одну из главных ролей. Металлурги в первую очередь стремятся получить мелкое зерно при оптимальном сочетании других структурных факторов [1, 2]. Существует известное соотношение Петча-Холла-Лоу [3–5], с помощью которого описывается зависимость нижнего предела текучести σ_T от обратной величины квадратного корня из диаметра полиэдрического зерна d_3 . То же можно сказать о напряжении хрупкого разрушения σ_f :

$$\sigma_T = \sigma_0 + k_y d_3^{-1/2}, \quad \sigma_f = k_f d_3^{-1/2}, \quad (1)$$

где σ_0 — напряжение решеточного трения; k_y , k_f — коэффициенты, зависящие от вида стали и условий деформирования ($k_f > k_y$).

От размера зерна зависит и критическая температура хрупкости (порог хладноломкости) T_k сталей. Найдены эмпирические соотношения между T_k и d_3 , между T_k и d_3^* [6]:

$$T_k = T_0 + k \ln d_3^{-1/2}, \quad T_k = D \ln d_3^{*1/2}, \quad (2)$$

где D — константа; $k < 0$; d_3^* — размер зерна, при котором напряжение разрушения равно пределу текучести.

Мелкое зерно обеспечивает большую площадь суммарной межзеренной границы, что при одной и той же загрязненности металла способствует меньшей доле примесей на единицу этой площади и меньшему охрупчиванию металла, особенно при низких температурах.

Коэрцитивная сила широко применяется для неразрушающего контроля (НК) прочностных, пластических и вязких свойств стального проката [7–10] (рис. 1). Она линейно возрастает при увеличении прочностных свойств и убывает при увеличении пластичности. Параллельно линиям регрессии на расстоянии удвоенных (при доверительной вероятности 0,95) средних квадратических отклонений $2S_y$ экспериментальных точек на рисунке показаны нижние доверительные границы (НДГ) таких отклонений. Параллельно оси абсцисс пунктиром обозначены нижние границы соответствия (НГС) прочностных и пластических свойств листов требованиям упомянутых выше нормативных документов. Точки пересечения пунктирных линий с НДГ определяют доверительный интервал ДИ2 показаний коэрцитивметра, в пределах которого с доверительной вероятностью 0,95 можно контролировать механические свойства листов. Доверительный интервал ДИ1 определен с учетом верхней границы соответствия ГОСТу для временного сопротивления при разрыве σ_b . Ударная вязкость с КС связана нелинейно (рис. 2). При температурах, существенно выше порога хладноломкости, ее корреляция

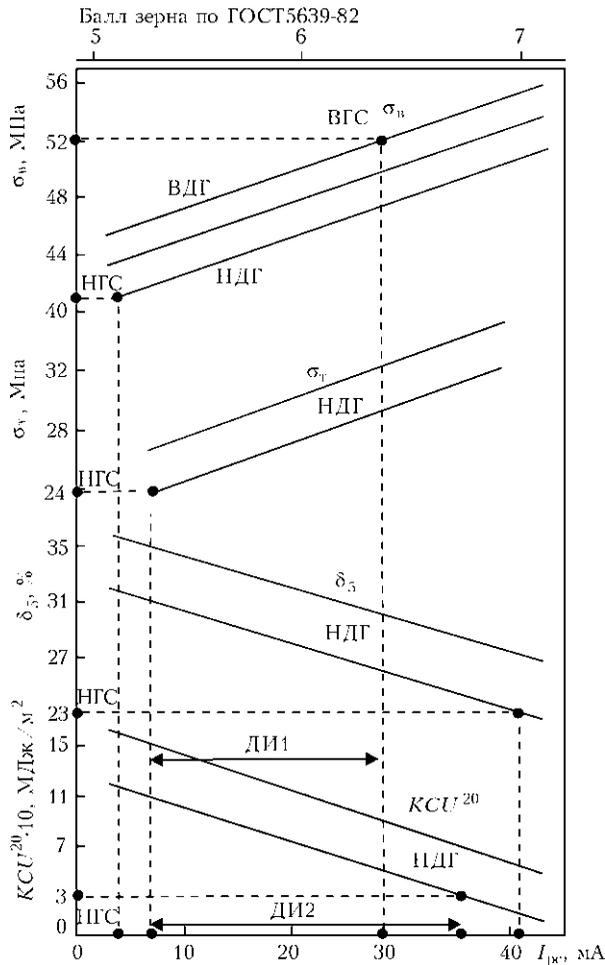


Рис. 1. Корреляция между механическими свойствами σ_n , σ_t , δ_5 , KCU^{20} и показаниями коэрцитиметра I_{pc} для листов 20

с КС аналогична корреляции пластических свойств. С приближением к порогу хладноломкости уменьшение ударной вязкости сопровождается уменьшением КС, в чем немаловажную роль играет похожая на (1) и (2) ее зависимость $H_c \sim 1/d_3$ от размера зерна. Физические и математические модели, объясняющие зависимости механических, вязких и хладостойких свойств от размера зерна, разработаны достаточно полно. Вместе с тем математические модели, адекватно описывающие такую зависимость КС как для железа и сталей с ферритной или феррито-перлитной структурой, так и других ферромагнитных поликристаллических материалов, разработаны меньше.

Классические модели магнитного гистерезиса, предложенные в работах [11–14], [15–20], [21–24] и учитывающие взаимодействие единичной доменной границы с единичным дефектом, не описывают зависимости коэрцитивной силы H_c от размера зерна d_3 в поликристаллических ферромагнетиках. Вместе с тем, многочисленные экспериментальные результаты подтверждают такую зависимость [25–36].

Рассмотрим имеющиеся работы по данному вопросу.

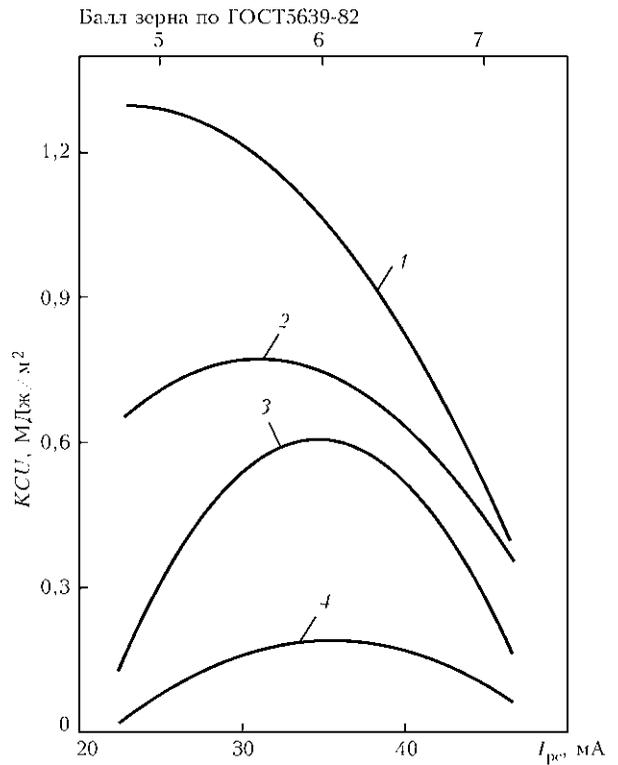


Рис. 2. Корреляционные связи с показаниями коэрцитиметра ударной вязкости стали Ст3сп, определенной при температурах: 1 — $T = +20$; 2 — -20 ; 3 — -40 ; 4 — -60 °С (ВДГ, НДГ и НГС те же, что и на рис 1)

В работе [25] объясняют зависимость магнитных свойств (в том числе КС поликристаллов) от размера зерна тем, что периферийная часть зерен имеет искаженную кристаллическую решетку и H_c там выше, чем в теле зерна. При мелких зернах «удельный вес» искаженных зон существенный, что приводит к росту H_c , а при больших размерах — незначителен по сравнению с неискаженной частью зерна и они меньше влияют на магнитные свойства и, следовательно, на КС поликристалла.

Ширина типичной большеугловой межкристаллитной границы составляет несколько атомных порядков [37]. Искажения приграничных зон в зернах однофазных поликристаллов представляют собой скопления дислокаций и также не составляют значительной доли в объеме зерна. Поэтому приведенный выше механизм влияния размеров зерен на КС через искажения приграничных зон в зерне имеет место, главным образом, у мелкозернистого металла.

Расчетный вариант зависимости H_c от d_3 предложен в работе [31]. При этом использовано известное выражение Доринга для поля старта [28, 29]:

$$H_{c3} = \frac{3 \pi \gamma_{180}}{4 M_s d_{зар}}, \quad (3)$$

где γ_{180} — плотность поверхностной энергии 180-градусной доменной границы (ДГ); M_s — намагниченность насыщения; $d_{зар}$ — диаметр зародыша.

В работе принято, что сильно удлиненные зародыши перемагничивания возникают на границах зерен и далее растут. При этом у каждой границы зерна возникает только один домен с обратной намагниченностью. Когда домен достигает размера зерна, происходит перемагничивание поликристалла, поэтому в выражении (3) для H_c он отождествил размер зародыша $d_{\text{зар}}$, способного к дальнейшему росту, с диаметром зерна ($d_{\text{зар}} \cong d_3$). При распределении намагниченности в зернах по всем пространственным направлениям формула (3) примет вид [31]:

$$H_c = \frac{3}{2} \frac{3 \pi \gamma_{180}}{4 M_s d_3}, \quad (4)$$

и при $\gamma_{180} \approx 1,5$ эрг/см² и $M_s = 1700$ Гс для железа было получено выражение:

$$H_c = 3,1 \cdot 10^{-3} d_3^{-1} \text{ (см}^{-1}\text{)}, \quad (5)$$

связывающее КС с размером зерна и качественно подтверждающее экспериментальные данные.

В работе [37] полагают, что сопротивление смещению ДГ в сферическом зерне обусловлено увеличением поверхностного натяжения при ее растущей площади. ДГ, пересекающая центр сферы, отличается максимальной площадью при минимальной полной энергии системы: приложенное поле — поверхностное натяжение ДГ. Сопротивление смещению ДГ могут оказывать также магнитные полюсы, возникающие по обе стороны границы зерна.

Расчет [37] полностью повторяет методику вычисления H_c при задержке ДГ крупным неферромагнитным включением сферической формы [17, 46]. Здесь также учитывается, что при смещении ДГ изменяется площадь ее поверхности и, следовательно, поверхностное натяжение. Разница состоит в том, что при смещении через сферическое образование — неферромагнитное включение — площадь ДГ изменяется «изнутри», а при смещении в теле зерна ее площадь изменяется «снаружи». Таким образом, в обоих случаях вычисляют максимальное магнитное поле, необходимое для смещения ДГ от центра сферы (минимум энергии) до ее периферии (максимум энергии). При этом в [37] пренебрегают магнитостатической энергией, что, по мнению авторов, оправдано окружением рассматриваемого зерна тем же материалом с той же намагниченностью насыщения.

Здесь предлагается еще одна трактовка обратной зависимости H_c от размера зерна, учитывающая влияние на эту зависимость внутренней структуры зерна. При этом отметим, что наши

рассуждения относятся к реально встречающимся размерам зерен у низкоуглеродистых и низколегированных сталей в горячекатаном или нормализованном состояниях. Обычно реальный размах баллов по ГОСТ 5639–82 от 9 до 5, что соответствует изменению d_3 от примерно 0,015 до 0,06 мм. Напомним также, что для железа ширина магнитного домена $L_z \sim 10^{-3}$ мм, а толщина 180-градусной ДГ $\delta_{180} \sim 10^{-5}$ мм [39, 40, 45].

В статистических моделях магнитного гистерезиса [39–49] предполагается, что величина H_c магнитомягких материалов формируется не за счет трудности зарождения доменов с обратной намагниченностью, а за счет задержки необратимого смещения 180-градусных ДГ локальными скоплениями¹ в теле границы дефектов кристаллического строения (ДКС) — флуктуациями числа неферромагнитных включений (НВ), числа и объемов локальных напряженных областей, напряжений, обусловленных краевыми и винтовыми дислокациями и др. [40–49]) вследствие их статистического распределения в кристалле. Равномерно (но нерегулярно) распределенные в теле кристалла дефекты междоменную границу не задерживают, поскольку в любом положении она пересекает практически одно и то же их количество. Задержку смещения оказывают также полюсы, возникающие на границах НВ.

Приведем обобщенную формулу для КС [46]:

$$H_c \approx \frac{(\ln q)^{1/2}}{\sqrt{2} M_c (L_x L_y)^{1/2} \cos \varphi} \times \left[\left(5,78 \alpha_b \gamma_{180}^2 + 15,36 M_s^2 \alpha_b \frac{d_b^7}{\delta_{180}^5} \right)^{1/2} + 0,6 |\lambda| G b (l_d \delta_{180} r)^{1/2} \right]. \quad (6)$$

Здесь d_b , α_b — средний диаметр и объемная концентрация неферромагнитных включений; φ — угол между магнитным полем и намагниченностью в домене; G , b — модуль упругости и модуль вектора Бюргерса; l_d — элемент длины дислокации, параллельный плоскости ДГ; $|\lambda|$ — константа изотропной магнитострикции (она характерна для поликристаллических материалов и ее можно оценить из выражения $|\lambda| = 0,2(2\lambda_{<100>} + 3\lambda_{<111>})$, где $\lambda_{[100]}$, $\lambda_{[111]}$ — константы магнитострикции в кристаллографических направлениях $<100>$ и $<111>$ [46, 51]).

Поскольку в расчетной модели домены имеют форму параллелепипедов со сторонами L_x , L_y , L_z , а при перемагничивании ДГ смещается в направлении $\pm z$, произведение $L_x L_y = S_\sigma$ является площадью поверхности ДГ.

В выражении (6) первая сумма в квадратных скобках отражает общее влияние на H_c неферро-

¹Под «скоплениями» подразумевается флуктуация числа дефектов в пределах всего объема ДГ, а не локальное скопление по типу облаков Коттрела [50].

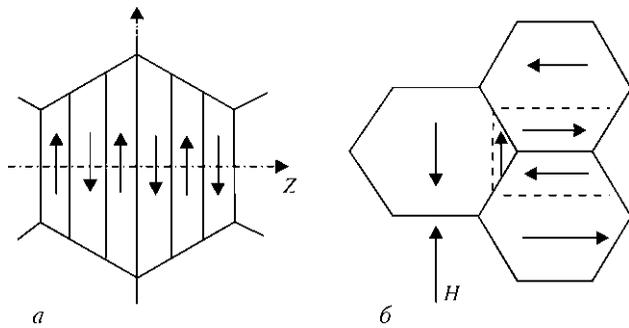


Рис. 3. Схематическое изображение разбиения кристаллита (зерна) на магнитные домены (а) и схема соприкасающихся трех полиэдрических зерен, содержащих по два домена (б) (пунктиром изображена ДГ)

магнитных включений (увеличения поверхностного натяжения ДГ при ее срыве с включения — первое слагаемое, плюс роль магнитных полюсов на поверхности включения, также задерживающих ДГ — второе), третье слагаемое определяет влияние напряжений, обусловленных дислокациями плотностью r . Из него и работ [40–49] следует, что КС H_c кристалла независимо от вида дефектов и формы их взаимодействия с ДГ обратно пропорциональна корню квадратному из средней площади² ДГ $H_c \sim 1/\sqrt{L_x L_y} = 1/\sqrt{S_\delta}$.

Рассмотрим поликристаллический материал и ответим на вопрос, что есть корень квадратный из площади ДГ для такого материала.

Автор работы [52] предложил, что если полиэдрические кристаллиты (зерна поликристалла) ориентированы хаотически и при этом направления осей легкого намагничивания смежных зерен образуют достаточно большие углы, то тогда каждый кристаллит будет вести себя как монокристалл, изолированный от соседних кристаллитов. Он будет делиться на плоскопараллельные домены.

На рис. 3, а схематически показано сечение полиэдрического зерна. Площади, перпендикулярные плоскости рисунка, и соответствующие изображенным на нем вертикальным линиям, есть площади ДГ, поэтому можно сказать, что корень из средней площади ДГ $\bar{S}_\delta^{-1/2}$ пропорционален среднему размеру зерна \bar{d}_3 . Тогда при усреднении площади ДГ S_δ и размера зерен d_3 по всему поликристаллу из (4) и работ [38–47] можно также получить экспериментальную зависимость $H_c \sim \bar{S}_\delta^{-1/2} \sim \bar{d}_3^{-1}$. На рис. 3, б показан один из вариантов перехода ДГ в соседнее зерно в случае двух доменов в зерне.

По аналогии с работой [30] уточним вычисленную по (6) численную зависимость $H_c(\bar{d}_3)$ для железа. Имеющиеся расчеты [40–49] не учитывают варианты чистого (бездефектного) кристалла,

поскольку в этом случае $H_c \cong 0$. Поэтому оценим количественную связь $H_c(\bar{d}_3)$ для отожженного железа, используя известный из литературы [39, 51] факт, что для него минимальная плотность дислокаций $r = 10^8 \text{ см}^{-2}$. При $\alpha_B = 0$, $M_s = 1710 \text{ Гс}$, $\delta_{180} = 650 \cdot 10^{-8} \text{ см}$, $|\lambda| = 7 \cdot 10^{-6}$, $b = 2,9 \cdot 10^{-8} \text{ см}$, $G = 21 \cdot 10^{11} \text{ дин/см}^2$ [32], $L_z = 10^{-3} \text{ см}$, $\cos\varphi = 0,834$ [38, 41, 45, 53, 54]:

$$H_c [\text{Э}] = 0,000065 \bar{d}_3^{-1} [\text{см}^{-1}]. \quad (7)$$

Из выражения (6), полученного при учете минимальной плотности дислокаций в отожженном железе и при отсутствии неферромагнитных включений следует, что коэффициент при \bar{d}_3 крайне мал. Поскольку задерживать смещение ДГ могут лишь дефекты, находящиеся в основном в теле зерна, следовательно, размер зерна непосредственно на КС поликристалла не влияет. Но из экспериментов известно, что зависимость H_c от \bar{d}_3 значительная (особенно при $\bar{d}_3 < 0,5 \text{ мм}$ [25–34]). Следовательно, размер зерна влияет на КС поликристалла опосредованно. Каким образом?

Согласно работам [52, 54] ширина магнитного домена L_z (расстояния между линиями на рис. 1) связана с размером кристалла зависимостями, которые для трехосного кристалла с положительной константой анизотропии и для одноосного кристалла имеют вид

$$L_z \sim L_0^{1/2}. \quad (8)$$

Из выражения (8), полученного для крупных монокристаллов, следует, что ширина домена пропорциональна корню квадратному из размера монокристалла, или (согласно работе [52]) того образования, которое делится на домены — размера зерна:

$$L_z \sim (L_0)^{1/2} \sim (d_3)^{1/2}. \quad (9)$$

Поскольку для плоскопараллельных доменов их число в зерне обратно пропорционально ширине домена, то из выражения (9) следует, что число доменов, а следовательно, и число ДГ в зерне обратно пропорционально корню квадратному из его диаметра: чем мельче зерно, тем больше в поликристалле зерен и ДГ.

Отметим следующий факт: чем больше количество ДГ в зернах, тем больше площадь условной «суммарной» границы S_Δ (просуммированной по всем ДГ в зерне и по всем зернам в поликристалле), тем больше ДКС встречает она при смещении³. При одной и той же объемной концентрации дефектов их плотность в «суммарной» границе мелкозернистого поликристалла выше, чем у крупнозернистого. Если ДКС в поликристалле распределены хаотически, то флуктуации их числа сильнее будут влиять на «суммарную» ДГ. А это приводит к большей задержке участков суммар-

²Как видно из сказанного, данный факт установлен в работах [40–49] давно, но авторы не обратили на него внимания.

³Полагаем, что в области КС смещаются практически все границы в поликристалле.



ной границы ДКС и повышению КС поликристалла.

Тело зерна — это матрица, в которой происходят все процессы намагничивания и перемагничивания ферромагнетика. В реальных условиях оно не бывает абсолютно бездефектным и смещение ДГ при перемагничивании задерживают находящиеся именно в нем ДКС. Если диаметр зерна во много раз превосходит размер однодоменности, то измельчение зерна приводит к увеличению числа доменов, а, значит, числа ДГ в поликристалле и, следовательно, к повышению вероятности встречи ДГ как с конкретными дефектами, так и их «скоплениями».

Выводы

Размер зерна влияет на процессы перемагничивания и КС опосредованно — через общую плотность дефектов в теле как единичных, так и «суммарной» междоменной границы ДГ. Другими словами, от размеров зерна зависит плотность дефектов, пересекаемых «суммарной» границей и в конечном итоге определяющая КС поликристалла. При этом на КС влияет увеличение поверхностного натяжения за счет изменяющейся площади при прохождении через тело зерна и возможным появлением магнитных зарядов на границах соседних зерен.

1. *Лейкин И. М., Литвиненко Д. А., Рудченко А. В.* Производство и свойства низколегированных сталей. — М.: Металлургия, 1972. — 256 с.
2. *Пиккеринг Ф. Б.* Физическое металловедение и разработка сталей. — М.: Металлургия, 1982. — 184 с.
3. *Petch N. J.* The cleavage strength of polycrystals // *J. Iron Steel In-te.* — 1953. — **174**. — P. 25–44.
4. *Hall E. O.* The deformation and ageing of mild steel: III-discussions of results // *Proc. Phys. Soc.* — 1951. — **64-B**. — P. 747–759.
5. *Low J. R.* In: Relation of properties to microstructure. Cleveland: ASM, 1954. — P. 163–178.
6. *Норман С. Столофф.* Влияние легирования на характеристики разрушения / Разрушение. — Т.6. — М.: Металлургия, 1976. — С. 11–89.
7. *Буда Г. В., Горкунов Э. С., Шевнин В. М.* Магнитный контроль механических свойств проката. — Екатеринбург: УрО РАН, 2002. — 252 с.
8. *Буда Г. В., Камардин В. М.* Неразрушающий контроль вязких свойств проката // Дефектоскопия. — 1991. — № 7. — С. 10–21.
9. *Буда Г. В.* Неразрушающий контроль механических свойств стального проката (Обзор). I. Контроль прочностных и пластических свойств // Там же. — 2005. №5. — С. 39–53.
10. *Буда Г. В.* Неразрушающий контроль механических свойств стального проката (Обзор). 2. Контроль вязких свойств // Там же. — 2005. — № 5. — С. 54–76.
11. *Kersten M., Gottschalt P.* Einige Versuche über den Einfluss von Eigenspannungen auf Koerzitivkraft und kritische Feldstärke der Barkhausensprünge // *Zs. f. techn. Phys.* — 1940. — № 12. — P. 345–352.
12. *Kersten M.* Grundlagen einer Theorie der ferromagnetischen Hysterese und der Koerzitivkraft. Leipzig: Verlag Hirzel, 1943. — 56 s.
13. *Kersten M.* Zur Theorie der ferromagnetischen Hysterese und Anfangspermeabilität // *Phys. Zs.* — 1943. — № 3/4. — S. 63–67.
14. *Kersten M.* Über die Bedeutung der Versetzungsdichte für die Theorie der Koerzitivkraft rekristallisierter Werkstoffe // *Zs. f. angew. Phys.* — 1956. — **8**, № 10. — S. 497–502.
15. *Кондорский Е. И.* К вопросу о природе КС и необратимых изменений при намагничивании // *ЖЭТФ.* — 1937. — № 9-10. — С. 1117–1131.
16. *Кондорский Е. И.* О гистерезисе ферромагнетиков // Там же. — 1940. — № 10. — С. 420–440.
17. *Кондорский Е. И.* К вопросу о теории КС сталей // Там же. — 1948. — **63**, № 6. — С. 507–510.
18. *Кондорский Е. И.* К теории КС мягких сталей // Там же. — 1949. — **63**, № 1. — С. 37–40.
19. *Кондорский Е. И.* К теории КС и магнитной восприимчивости ферромагнитных порошков (в зависимости от плотности упаковки) // Там же. — 1951. — **80**, № 2. — С. 197–200.
20. *Кондорский Е. И.* Природа высокой КС мелкодисперсных ферромагнетиков в теории доменной структуры // *Изв. АН СССР. Сер. физика.* — 1952. — **16**, № 4. — С. 398–411.
21. *Neel L.* Effect des cavités et des inclusions sur le champ coercitif // *Cahiers de Physique.* — 1944. — № 25. — P. 21–44. (Пер. в кн.: Физика магнитных областей / Под ред. С. В. Вонсовского. — М.: Иностран. лит., 1951. — С. 215–239).
22. *Neel L.* Bases d'une nouvelle théorie générale du champ coercitif // *Ann. Univ. Grenoble.* — 1947. — **22**. — P. 299–343.
23. *Neel L.* Magnetisme, le champ coercitif d'une roüdre ferromagnétique cubique à grain anisotropies // *Comptes Rendus.* — 1947. — **224**. — P. 1550–1560.
24. *Neel L.* Nouvelle théorie du champ coercitif // *Physica.* — 1949. — **15**, № 1-2. — P. 225–234.
25. *Yensen T. D.* Magnetic properties of the ternary alloys Fe-Si-C // *TAJEE.* — 1924. — **43**. — P. 145–151.
26. *Yensen T. D., Ziegler N. A.* Magnetic properties of iron as affected by carbon, oxygen and grain size // *TASM.* — 1935. — **23**. — P. 556–576.
27. *Dahl O., Pawlek F., Pfaffenberger J.* Die magnetischen Eigenschaften elektrolytisch erzeugter Eisenbleche (Abhängigkeit von Korngröße, Blechdicke und Arsenzusatz). — Archiv f. d. Eisenhüttenwesen, 1935. — P. 103–112.
28. *Becker R., Doring W.* Ferromagnetismus. — Berlin: Springer Verlag, 1939. — P. 339–357.
29. *Вонсовский С. В., Шур Я. С.* Ферромагнетизм. — М.; Л.: Гостехиздат, 1948. — 816 с.
30. *Sizoo G. J.* Über dem Zusammenhang zwischen Korngröße und magnetischen Eigenschaften bei rein Eisen // *Zs. f. Phys.* — 1948. — № 13. — P. 557–562.
31. *Mager A.* Über den Einfluss der Korngröße auf die Koerzitivkraft // *Ann. d. Phys.* — 1952. — **11** № 1. — P. 15–16.
32. *Гудинаф Дж.* Теория возникновения областей самопроизвольной намагниченности и КС в поликристаллических ферромагнетиках // Сб. Магнитная структура ферромагнетиков. — М.: Иностран. лит., 1959. — С. 19–57.
33. *Подвойский Л.Н., Паусов А. И.* Применение математической статистики для оценки КС от величины зерна // *Завод. лаб.* — 1959. — № 6. — С. 753–756.
34. *Жетвин Н.И., Тунков В. П., Перцев М. А.* Технически чистое железо. — М.: Металлургиздат, 1962. — 199 с.
35. *Производство низкоуглеродистого железа /* Р. Б. Гутнов, Б. Н. Сухотин, И. Я. Сокол и др. — М.: Металлургия, 1973. — 376 с.
36. *Kneller E.* Fine particle theory. In: *Magnetism and Metallurgy.* — New York and London: Academic Press, 1969. — S. 365–471.
37. *High-voltage Lorentz electron microscopy studies of domain structures and magnetization processes in pearlitic steels /* M. G. Hetherington, J. P. Jakubovics, J. A. Szpunar, B. K. Tanner // *Philosophical Magazine B.* — 1987. — **56**, № 5. — P. 561–577.
38. *Ван Флек Л. Х.* Микроструктура // Физическое металловедение. Вып. 2 / Под ред. Р. Канна. — М.: Мир, 1968. — С. 402–437.
39. *Kneller E.* Ferromagnetismus. — Berlin, Gottingen, Heidelberg: Springer-Verlag, 1962. — 792 s.
40. *Dijkstra L. I., Wert S.* Effekt of Inclusion of Coerzitive Force of Iron // *Phys. Rev.* — 1950. — **79**, № 6. — P. 979–985.



41. Вицена Ф. По поводу связи КС ферромагнетиков с внутренними напряжениями // Чехосл. физ. журн. — 1954. — № 4. — С. 419–438.
42. Вицена Ф. О влиянии дислокаций на КС ферромагнетиков // Там же. — 1955. — № 4. — С. 480–501.
43. Malek Z. Die Abhängigkeit der Koerzitivkraft von der plastischen Deformation // Czech. J. of Physics. — 1957. — 7, № 2. — P. 152–168.
44. Malek Z. A study of the Influence of Dislokations on Some of the Magnetic Properties of Permalloy alloy // Ibid. — 1959. — № 9. — S. 613–626.
45. Kroupa F., Malek Z. Der Einfluss der plastischen Verformung durch Kaltwalzen auf die Koerzitivkraft // Ibid. — 1959. — № 9. — S. 627–637.
46. Trauble H. Magnetisierungskurve und magnetische Hysterese ferromagnetischer Einkristalle // In Moderne Probleme der Metallphysik, 2, Springer-Verlag / Ed. A. Seeger. — Berlin-Heidelberg-New York, 1996. — S. 157–475.
47. Pfeffer K.-H. Mikromagnetische Behandlung zwischen Verstetzungen und Blochwandern // Phys. Stat. Sol. — 1967. — 20, № 1. — S. 395–411.
48. Pfeffer K.-H. Mikromagnetische Behandlung zwischen Verstetzungen und Blochwandern // Ibid. — 1967. — 21, № 2. — S. 837–856.
49. Pfeffer K.-H. Zur Theorie der Koerzitivfeldstärke und Anfangssuszeptibilität // Ibid. — 1967. — 21, № 2. — S. 857–872.
50. Кульман-Вилсдорф Д. Дислокации // Физическое металловедение. — Вып. 3. — М.: Мир, 1968. — С. 9–84.
51. Шульце Г. Металлофизика. — М.: Мир, 1971. — 503 с.
52. Киттель Ч. Физическая теория ферромагнитных областей самопроизвольной намагниченности // Физика магнитных областей / Под ред. С. В. Вонсовского. — М.: Иностран. лит., 1951. — С. 20–116.
53. Новиков И. И. Теория термической обработки металлов. — М.: Металлургия, 1974. — 400 с.
54. Бозорт Р. Ферромагнетизм. — М.: ИИЛ, 1956. — 784 с.
55. Канн Р. У. Возврат и рекристаллизация // Физическое металловедение. — Вып. 3 / Под ред. Р. Канна. — М.: Мир, 1965. — С. 371–442.

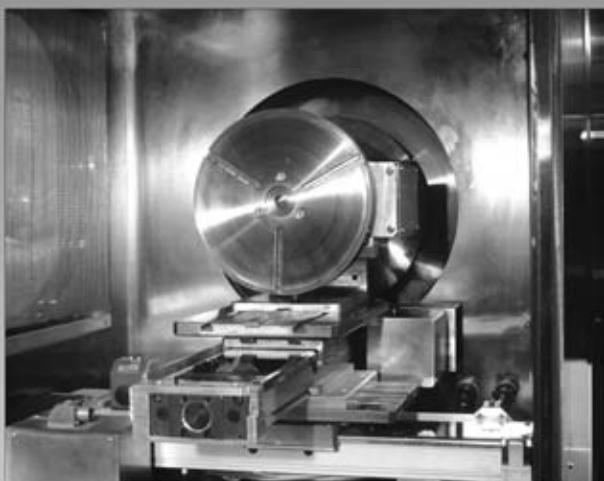
Ин-т физики металлов УрОРАН,
Екатеринбург

Поступила в редакцию
16.02.2010

Разработано в ИЭС

Малогобаритные установки для ЭЛС в приборостроении

Десять установок СВ-112/103 с внутренними размерами вакуумной камеры 640x640x640 мм введены в промышленную эксплуатацию.
Время вакуумирования до $5 \cdot 10^{-4}$ мм рт.ст. составляет меньше 5 мин.



Установка СВ-112 комплектуется стационарной пушкой мощностью до 15 кВт, двухкоординатным столом (X-X' и Y-Y', перемещение 200 мм), универсальным вращателем и задней бабкой