

Л. В. КИРЕНСКИЙ, А. И. ДРОКИН, Д. А. ЛАПТЕИ

ВЛИЯНИЕ СЖАТИЯ НА ТЕМПЕРАТУРНЫЙ МАГНИТНЫЙ ГИСТЕРЕЗИС НИКЕЛЯ

Введение

Явление температурного магнитного гистерезиса (ТМГ), заключающееся в необратимом изменении намагниченности ферромагнитного образца, помещенного в слабое магнитное поле, при циклическом изменении его температуры, исследовано рядом авторов [1—4]. В указанных работах ТМГ изучался на образцах, находившихся в свободном от внешних механических напряжений состоянии. При этом было установлено, что ТМГ наблюдается в области тех полей, при которых процесс технического намагничивания осуществляется смещением границ между доменами.

Исследования на никелевых образцах, подвергнутых упругим растяжениям [5], показали, что ТМГ в таких образцах может быть исключен во всем интервале полей, в том числе и в тех полях, где он наблюдается на образцах, не подвергнутых внешним напряжениям.

Исчезновение ТМГ легко объяснить тем, что в данном случае сходит на нет роль смещения границ между доменами, так как известно, что при достаточно больших упругих растягивающих напряжениях техническое намагничивание никеля осуществляется исключительно благодаря процессам вращения.

Поскольку при увеличении растягивающих напряжений величина ТМГ падала, так как уменьшалась роль процессов смещения границ, то естественно, представляет интерес исследовать ТМГ при таких воздействиях на образец, в результате которых роль процессов смещения границ не уменьшается, а увеличивается. Последнее может быть осуществлено внешними механическими напряжениями двояким путем: а) растяжением образцов с положительной магнитострикцией, б) сжатием образцов с отрицательной магнитострикцией.

В настоящей работе приводятся результаты исследования ТМГ на образцах никеля, подвергнутых сжатию, а также на образцах 65-пермаллоя, подвергнутых растяжению.

Методика и ход измерений

Исследования проводились на образцах из электролитического холодногнатутого никеля, прошедших высокотемпературный отжиг в вакууме при 1100°C в течение 4 часов. Образцы имели форму проволок диаметром 2,5 мм и длиной 100 мм. Измерения велись на вертикальном астатическом магнитометре методом автоматической фотозаписи [6]. Сжатие осуществлялось с помощью рычага, давление которого передавалось на образец через латунный стержень. Во избежание изгиба образец в процессе сжатия помещался в специально приготовленную латунную форму (рис. 1).

Перед началом измерений исследуемый образец в исходном состоянии сжимался соответственной нагрузкой и размагничивался нагреванием до температуры выше точки Кюри с последующим охлаждением до -183° . При этой температуре включалось магнитное поле заданной величины и исследовалась температурная зависимость намагниченности

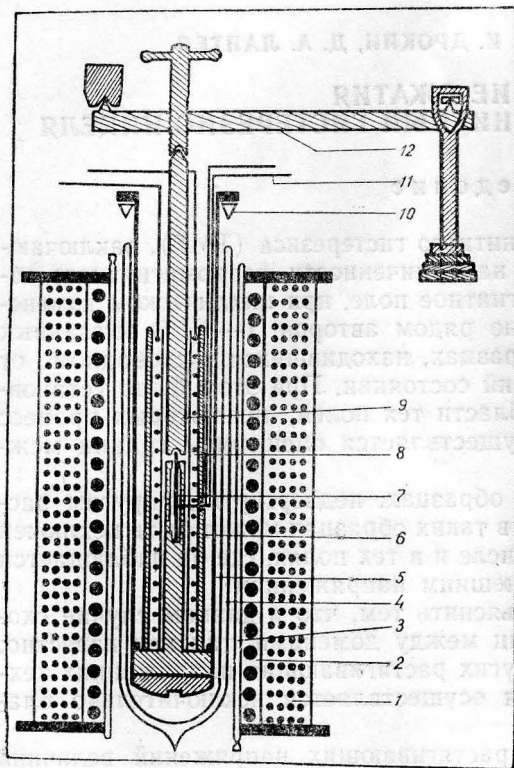


Рис. 1. Схема упаковки образца.

1 — намагничивающая обмотка, 2 — компенсационная обмотка, 3 — рубашка водяного охлаждения, 4 — сосуд Дюара, 5 — латунная трубка, 6 — асбестовая теплоизоляция, 7 — образец, 8 — бифильная обмотка печи, 9 — сжимающий стержень, 10 — опора, 11 — термомпара, 12 — сжимающее устройство.

по известному циклу «А» в интервале температур $-183^{\circ} \div +360^{\circ} \div -183^{\circ}$. В течение всего температурного цикла внешнее магнитное поле и сжимающая нагрузка оставались строго постоянными. После окончания цикла выключалось внешнее магнитное поле и на образец накладывалась дополнительная нагрузка. Далее производилось указанное размагничивание, и цикл повторялся вновь в том же поле. Результаты исследования каждого температурного цикла получались в виде магнитотермограмм автоматической фотозаписи намагниченности и соответствующей ей температуры. Употреблявшийся способ размагничивания одновременно давал возможность контролировать состояние компенсации [7] вертикальной составляющей магнитного поля земли и других паразитных полей в ходе измерений.

Изучение влияния сжатия на ТМГ никеля проводилось в постоянных магнитных полях: 0,013; 0,065; 0,13; 0,52; 1,3; 3,9; 10,24 эрстед. Так как с увеличением нагрузки достигался предел текучести образца, то проводить исследования на том же образце в полях различной напряженности не представлялось возможным. Поэтому была изготовлена серия образцов из одного куска никелевой проволоки. Повторные исследования на различных образцах показали достаточно хорошую воспроизводимость результатов измерений.

Результаты измерений и их анализ

ТМГ 65-пермаллоя в зависимости от растягивающих напряжений исследовался по аналогичной методике.

На рис. 2 представлены графики температурного изменения намагниченности никелевого образца в поле $H = 0,13$ эрстед, подвергнутого различной силы сжатию σ .

На этих графиках видно, что с ростом нагрузки ТМГ убывает вплоть до $\sigma = 2,5 \text{ кг/мм}^2$, при котором гистерезис оказывается минимальным. Дальнейшее увеличение нагрузки приводит к увеличению ТМГ. Сравни-

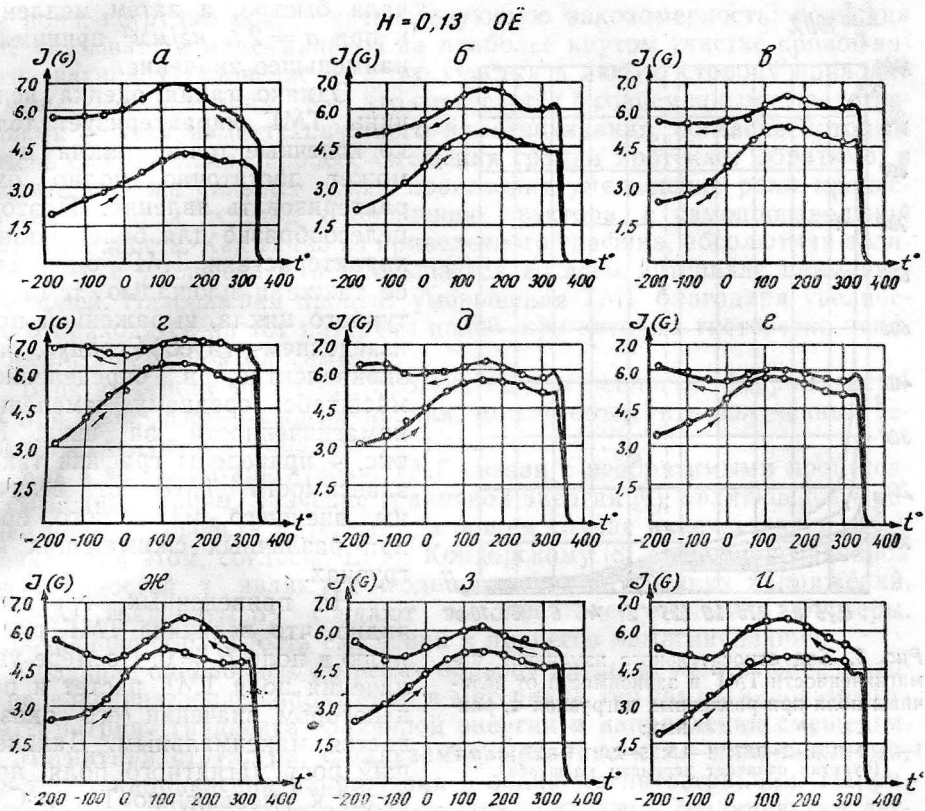


Рис. 2. Графики температурного изменения намагниченности никелевого образца, подвергнутого сжатию.

Величина сжатия σ равна: А — 0; Б — 0,33, В — 0,87, Г — 1,5, Д — 2,0, Е — 2,5, Ж — 3,0, З — 4,0, И — 5,5 кг/мм².

вая ветви нагрева при различных нагрузках, нетрудно обнаружить, что вплоть до $\sigma = 2,5 \text{ кг/мм}^2$ начальная намагниченность и намагниченность при соответственных температурах возрастают с ростом σ . Дальнейший рост сжимающих усилий, превышающих $\sigma = 2,5 \text{ кг/мм}^2$, приводит к снижению намагниченности, особенно в области температур, близких к $+100^\circ$. Как на ветви нагрева, так и на ветви охлаждения наблюдаются максимумы при температуре около $+150^\circ$; с ростом σ до $2,5 \text{ кг/мм}^2$ эти максимумы на ветви охлаждения сглаживаются, а сами кривые проявляют тенденцию к выпрямлению.

Интересно также отметить наличие голкинсоновского максимума, который появляется при нагрузке не только на ветви нагрева, но и на ветви охлаждения. Такого максимума в отсутствии нагрузки на ветви охлаждения не наблюдается.

На рис. 3 представлены кривые относительного изменения намагниченности $\frac{I - I_0}{I_0} = \frac{\Delta I}{I_0}$ в зависимости от величины внешнего магнитного поля при различных сжимающих нагрузках (здесь I_0 — исходное значение намагниченности, I — намагниченность после окончания цикла). Из этих кривых следует, что величина $\frac{\Delta I}{I_0}$ уменьшается с ростом поля и в поле $H = 10,24 \text{ Oe}$ становится исчезающе малой. Относительное изменение намагниченности падает по мере возрастания σ сна-

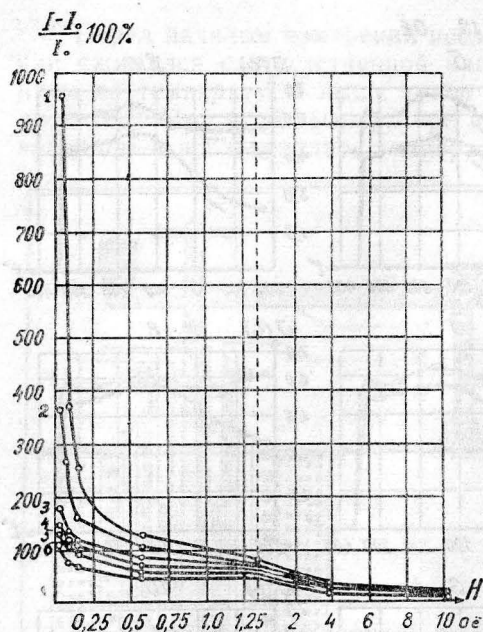


Рис. 3. Ход относительного изменения намагниченности ТМГ в зависимости от величины поля при различных нагрузках σ , равных:

1—0; 2—0,33; 3—0,87; 4—1,5; 5—2,0; 6—2,5 кг/мм² (пунктир означает перемену масштаба).

чала быстро, а затем медленно и при $\sigma = 2,5$ кг/мм² принимает наименьшее значение.

Однако такая оценка величины ТМГ характеризует только конечные точки цикла и не может достаточно полно охарактеризовать явление. Поэтому целесообразно для более полной характеристики ТМГ оценивать ее также и площадью температурного цикла, выраженной произведением—гаусс \times градус, что эквивалентно, в определенном масштабе, среднему изменению намагниченности за цикл. На рис. 4 приведены графики такой зависимости ТМГ от величины внешнего магнитного поля при различных сжимающих нагрузках.

На приведенных графиках видно, что величина ТМГ равна нулю в поле $H = 0$. По мере увеличения поля ТМГ растет и при некотором значении его оказывается максимальным. Дальнейший рост магнитного поля приводит к уменьшению ТМГ. Следует отметить, что величина

ТМГ, оцененная указанным способом, существенно зависит и от формы образца: она оказывается наибольшей для тонких образцов.

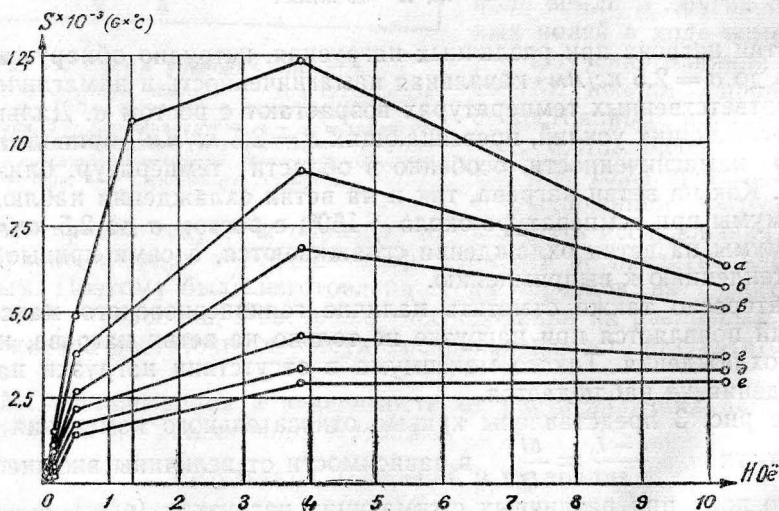


Рис. 4. Зависимость ТМГ от величины внешнего магнитного поля при различных нагрузках, выраженная площадью температурного цикла (гаусс \times градус).

Величина сжатия σ равна: а—0; б—0,33; в—0,87; г—1,5; д—2,0; е—2,5 кг/мм².

Сопоставляя ход технической кривой намагничивания с характером изменений величины S (гаусс \times градус) ТМГ в зависимости от измене-

ния поля, нетрудно обнаружить следующую закономерность: величина ТМГ оказывается максимальной на наиболее крутом участке кривой намагничивания. Отклонение от этого участка в любую сторону приводит к уменьшению величины ТМГ, что согласуется с современными представлениями о механизме технического намагничивания, согласно которым в очень слабых полях процесс смещения границ протекает обратимо, в относительно же сильных полях происходит уменьшение роли процессов смещения и переход к вращению вектора с самопроизвольной намагниченности. Как видно из приведенного графика, абсолютная величина ТМГ с увеличением σ уменьшается во всем интервале применяемых полей. Наибольший процент уменьшения ТМГ благодаря увеличению σ приходится на тот интервал полей, при которых гистерезис ненагруженных образцов максимален.

Беря за основу процессы, протекающие в реальных ферромагнетиках при техническом намагничивании, можно объяснить полученные результаты следующим образом.

Как и эффект Баркгаузена, ТМГ связан с необратимыми процессами смещения границ. Значение граничной энергии [4], являющейся функцией местных свойств материала, в общем случае изменяется от точки к точке. При этом, согласно Е. И. Кондорскому [8], основной причиной неоднородностей γ являются неоднородности внутренних напряжений. Сильные градиенты σ_i создают высокие энергетические барьеры, исключающие обратимость смещений в процессе намагничивания.

Создание однородных по всему образцу внешних напряжений вызовет перераспределение напряжений в материале, тем самым видоизменит «геометрия» градиента граничной энергии в направлении смещения.

Магнитная структура, создаваемая механическими напряжениями, зависит от направления напряжения и знака магнитоstriction. Например, для $Ni (\lambda < 0)$ одностороннее сжатие приводит к созданию оси легчайшего намагничивания в направлении напряжения, превращая образец в практически одноосный магнитный материал. Создаются, с одной стороны, условия для преимущественного намагничивания путем процессов смещения, с другой стороны, внешние напряжения создают условия, при которых увеличивается фактор обратимости явления, выражающийся в том, что амплитудные значения градиента граничной энергии уменьшаются с ростом σ . Этим можно объяснить уменьшение ТМГ для нагрузок, лежащих ниже предела текучести [9].

Как видно на рис. 2, ТМГ уменьшается для нагрузок, не превосходящих $2-2,5 \text{ кг/мм}^2$. Дальнейшее увеличение нагрузок, превосходящих указанный предел, вызывает в никеле пластические деформации, которые не только разрушают магнитную текстуру, но и приводят к увеличению внутренних неоднородностей, что, естественно, сопряжено с возникновением в этих местах большого градиента граничной энергии dt/dx . Этим можно объяснить возрастание абсолютной величины ТМГ при нагрузках, превышающих $\sigma = 2,5 \text{ кг/мм}^2$.

Как указывалось выше, уве-

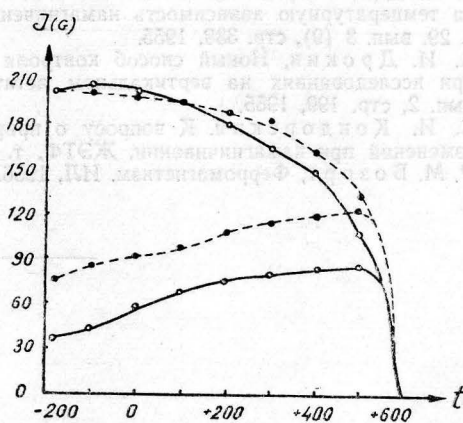


Рис. 5. ТМГ 65-пермаллоя, подвергнутого упругому растяжению. Сплошная линия $\sigma = 0$, пунктирная $\sigma = 3,0 \text{ кг/мм}^2$.

личение роли процессов смещения при намагничивании можно создать растяжением магнитного материала с положительной магнитоотрицательностью. На рис. 5 приведены результаты измерений ТМГ в поле $H = 0,26$ эрстед 65-пермаллового образца, подвергнутого упругому растяжению. Из приведенных графиков следует, что ТМГ растянутого 65-пермаллоя, как при упругом сжатии никеля, уменьшается.

Выводы

1. При растяжении образцов с отрицательной магнитоотрицательностью или одностороннем сжатии образцов с положительной магнитоотрицательностью уменьшается роль смещения границ, что приводит к уменьшению ТМГ.

2. При одностороннем сжатии образцов с магнитоотрицательностью меньше нуля или при растяжении образцов с положительной магнитоотрицательностью градиент граничной энергии уменьшается, что приводит к уменьшению необратимого смещения границ, в результате чего ТМГ также уменьшается.

3. Эти закономерности справедливы для нагрузок, не превышающих предела текучести. Выше этого предела в образце возникают резкие неоднородности, что ведет к увеличению градиента граничной энергии и к возрастанию ТМГ.

*Институт физики
Сибирского отделения
Академии наук СССР*

*Поступила в редакцию
12/VIII 1958*

ЛИТЕРАТУРА

1. Я. С. Шур, В. И. Дрожжина, О температурном магнитном гистерезисе. ЖЭТФ, т. 17, стр. 607, 1947.
2. Я. С. Шур, Н. А. Баранова, О температурном магнитном гистерезисе в ферромагнетиках. ЖЭТФ, т. 20, стр. 183, 1950.
3. Я. С. Шур, Н. А. Баранова, В. А. Зайкова, Температурный магнитный гистерезис в высокоэрицтивных сплавах. ДАН СССР, т. 81, стр. 557, 1951.
4. С. В. Вонсовский, Я. С. Шур, Ферромагнетизм, М., 1948.
5. Н. А. Баранова, Я. С. Шур, О процессах намагничивания, обуславливающих явления температурного магнитного гистерезиса в ферромагнетиках. ДАН СССР, т. 94, стр. 825, 1954.
6. А. И. Дрокин, В. Л. Ильющенко, Влияние способа размагничивания образца на температурную зависимость намагниченности никеля в слабых полях. ЖЭТФ, т. 29, вып. 3 (9), стр. 339, 1955.
7. А. И. Дрокин, Новый способ контроля компенсации земного магнитного поля при исследованиях на вертикальном астатическом магнитометре. ЖЭТФ, т. 28, вып. 2, стр. 199, 1955.
8. Е. И. Кондорский, К вопросу о природе коэрцитивной силы и необратимых изменений при намагничивании, ЖЭТФ, т. 7, стр. 1117, 1937.
9. Р. М. Бозорт, Ферромагнетизм. ИЛ, 1956.