

СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ МАГНИТЫ *)

Р. Кропшот, В. Арп

В 1911 г., вскоре после первого успешного ожижения гелия Камерлинг-Оннесом, им же было открыто резкое и полное исчезновение электрического сопротивления некоторых металлов при низких температурах¹. Очень скоро это явление получило известность как явление сверхпроводимости. Большое число экспериментов, выполненных с того времени, позволило выяснить основные свойства сверхпроводников. Была дана также вполне удовлетворительная теория явления. Однако вплоть до последних лет сверхпроводимость оставалась лишь предметом лабораторных исследований и не имела существенных практических приложений. Начавшееся сравнительно недавно быстрое развитие криогеники как одной из технических наук вызвало целый ряд предложений, касающихся использования этого уникального явления в технике².

Впервые предложение использовать сверхпроводники для изготовления обмоток электромагнита было сделано Оннесом в 1913 г.³. Вскоре после этого было найдено, что наложение магнитных полей, превышающих сравнительно небольшое критическое значение, приводит к восстановлению электрического сопротивления, характерного для нормального металла⁴. В 1931 г. де-Гааз и Воогд⁵ нашли сплав свинца с висмутом, имевший критическое поле около 15 кгс. Попытки использовать этот сплав для изготовления сверхпроводящих магнитов^{6,7} оказались неудачными по причинам, которые никогда не были четко выяснены. В последовавшие годы эта проблема оставалась незатронутой до 1960 г., когда Аутлер⁸ сообщил о создании сверхпроводящего соленоида с воздушным сердечником, изготовленного из ниобиевой проволоки и создававшего поле 4,3 кгс. Затем Аутлер с соавторами в неопубликованной работе сообщили о достижении в ниобиевом соленоиде поля 10 кгс, а Кунцлер и др. сообщили о постройке соленоида из сверхпроводящего сплава на 15 кгс⁹. Совсем недавно (в феврале 1961 г.) была получена проволока из сверхпроводящего сплава ниобия с оловом — Nb_3Sn , которая оставалась сверхпроводящей в поле 88 кгс¹⁰. Представляется вполне определенным, что эта проволока может быть использована для изготовления магнита. По оценкам, не являющимся слишком оптимистичными, этот материал можно будет использовать для намотки соленоидов, которые будут давать поля, большие 100 кгс.

Преимущества сверхпроводящего магнита перед обычным электромагнитом связаны с тем, что в первом случае рассеиваемая мощность равна нулю, тогда как во втором полностью теряется вся мощность, выделяющаяся в виде джоулева тепла. Для лабораторных установок, рассчитанных на получение сравнительно небольших полей, это не дает серьезных

*) R. H. K r o p s c h o t, V. A r p, Superconducting Magnets, Cryogenics 2 (1), 1 (1961). Перевод Р. А. Ченцова.

экономических преимуществ, однако в некоторых случаях позволяет использовать меньшие по размерам и более удобные экспериментальные устройства. В случае больших магнитов — больших по объему, в котором получается поле, или больших в смысле очень сильных полей (либо и в том и в другом смысле одновременно) — серьезное значение приобретает большая экономичность сверхпроводящих магнитов.

Проблемы, связанные с постройкой сверхпроводящих магнитов, концентрируются вокруг разрушения сверхпроводимости обмотки магнита под действием поля магнита. Имеются три основных пути повышения максимального достижимого поля. Первый связан с выбором и изготовлением сверхпроводящих сплавов с очень высокими критическими полями. Второй связан с возможным использованием повышенных критических полей, наблюдающихся в случае сверхпроводящих пленок. Третий связан с увеличением поля при помощи ферромагнитных сердечников.

Авторы надеются дать в этой статье последовательное рассмотрение проблемы получения сильных полей при помощи сверхпроводящих магнитов, проиллюстрировать некоторые преимущества этих магнитов и обсудить круг их возможных применений.

ОСНОВНЫЕ ФАКТЫ ИЗ ОБЛАСТИ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ

Экспериментально установлено, что электрическое сопротивление сверхпроводящего образца, по которому протекает постоянный ток, меньше, чем $8 \cdot 10^{-23}$ ом·см¹¹. Квантовомеханическая теория сверхпроводимости^{12,13} предсказывает, что

это сопротивление тождественно равно нулю. Было также найдено, что сверхпроводящее состояние характеризуется идеальным диамагнетизмом ($\chi = -\frac{1}{4\pi}$ в единицах системы Гаусса) или, дру-

гими словами, что магнитное поле не проникает в сверхпроводник. Это свойство известно под именем эффекта Мейсснера и отлично от нулевого сопротивления в том смысле, что ни одно из этих свойств не может быть выведено из другого на основе обычной электродинамики. Магнитное поле, которое подавляет или «разрушает» сверхпроводимость, называется критическим полем.

На рис. 1 изображены фазовые диаграммы некоторых сверхпроводящих элементов в координатах $H - T$. Температура перехода в поле, равном нулю (критическая температура), обозначается T_k , критическое поле при $T = 0$ обозначается H_0 . Как правило, более высокой критической температуре сопутствуют более высокие критические поля. Имеется приблизительно правильная эмпирическая формула

$$H_k(T) = H_0 \left(1 - \frac{T^2}{T_k^2}\right)^{1/2}. \quad (1)$$

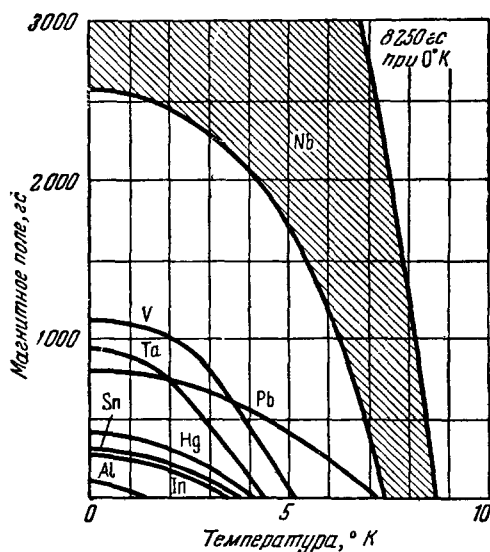


Рис. 1. Температурная зависимость критического поля для некоторых сверхпроводящих элементов.

Заштрихованная область характеризует разброс значений критического поля ниобия, приводимых разными авторами.

Заштрихованная область характеризует разброс значений критического поля ниобия, приводимых разными авторами.

В чистых и ненапряженных образцах переход между сверхпроводящим и нормальным состояниями обычно очень резок (рис. 2). Однако в случае перехода под действием магнитного поля для резкого перехода требуется такая геометрия образца, чтобы поле было одинаковым во всех точках поверхности образца. Можно наблюдать переход в нормальное состояние, вызванный действием магнитного поля на образец, тремя способами: (1) для перевода в состояние сопротивления можно использовать собственное магнитное поле измерительного тока большой величины; (2) можно измерять магнитную восприимчивость как функцию приложенного поля и (3) можно применить очень малый измерительный ток для обнаружения электрического сопротивления, появляющегося при наложении поля. В идеальных сверхпроводниках все три метода дают одно и то же значение критического поля; при этом равенство критических полей, найденных методами (1) и (3), известно как «правило Силсби».

В некоторых образцах обнаруживается очень широкий и размытый переход между сверхпроводящим и нормальным состояниями; обычно это является результатом наличия деформаций, примесей и неоднородностей в образцах. Эту переходную область обычно называют промежуточным состоянием. Ее свойства качественно описываются на основе представления о сосуществующих областях, или доменах, сверхпроводящей и несверхпроводящей фаз¹⁴⁻¹⁷. Большинство теоретических работ, посвященных промежуточному состоянию, являются в лучшем случае полуколичественными. Абрикосов¹⁸ развил сложную количественную теорию, которая, по-видимому, объясняет некоторые (однако, не все) из наблюдающихся эффектов. Переходы под действием магнитного поля обычно обнаруживают значительный гистерезис, как по сопротивлению, так и по восприимчивости, и после уменьшения приложенного поля до нуля часто сохраняется остаточный, или «замороженный», магнитный момент. Критические магнитные поля, найденные тремя указанными методами, далеко не равны между собой. Если отсутствует гистерезис, площадь под кривой намагничивания $M(H)$ равна $H_K^2/8\pi$. Если имеется гистерезис, этот метод определения H_K (т. е. 2-й метод) становится несколько неоднозначным.

Важный вклад в понимание сверхпроводимости был сделан Ф. Лондоном и Г. Лондоном в 1935 г.¹⁹ Они прибавили в уравнения Максвелла два члена, учитывающие наблюдаемые электродинамические свойства сверхпроводников, и в результате предсказали существование фундаментального параметра, теперь известного под названием глубины проникновения λ . Позднее глубина проникновения была измерена в экспериментах с тонкими пленками. Хотя эта теория была по существу феноменологической, она являлась основой для всех последующих исследований сверхпроводимости вплоть до недавнего времени, когда была развита детальная квантовомеханическая теория сверхпроводимости.

Первый удивительный теоретический вывод существования сверхпроводящего состояния был дан Бардином, Купером и Шриффером¹² (БКШ) в 1957 г. Чуть позже Боголюбов¹³ дал другую трактовку, в которой обходились некоторые математические трудности теории БКШ

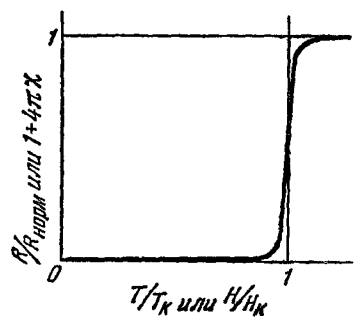


Рис. 2. Качественная картина зависимости сопротивления (или магнитной восприимчивости) сверхпроводника от температуры (или магнитного поля).

Резкий переход в магнитном поле наблюдается только в том случае, если магнитное поле имеет одинаковую величину по всей поверхности образца.

и которая включала в себя в явном виде рассмотрение сверхпроводящего состояния при наличии тока. Вряд ли имеется хотя бы одна работа по сверхпроводимости, написанная после этого времени, в которой не содержалось бы ссылки на одну из этих работ. Существо этих теорий заключается в предположении о существовании зависящей от температуры «щели» в спектре разрешенных значений энергии; эта щель отделяет сверхпроводящее основное состояние от всех возбужденных состояний. В основном состоянии пары электронов, имеющих равные, но противоположно направленные импульсы, остаются связанными даже на больших расстояниях в пространстве в результате взаимодействия типа электрон — виртуальный фотон — электрон. Одночастичные возбужденные состояния подобны состояниям, рассматриваемым в обычной теории металлов. Найдено, что уравнения Лондонов остаются справедливыми с одним видоизменением, а именно — с заменой локальной связи между плотностью сверхпроводящего тока \mathbf{J} и векторным потенциалом \mathbf{A} на нелокальную связь. Большое число экспериментов показало, что новая теория является в своей основе правильной.

В книгах и статьях по сверхпроводимости принято обозначать магнитное поле через H и измерять его величину в гауссах. Мы последуем этому правилу и будем пользоваться в качестве единиц (если это не оговорено особо) ампером, сантиметром и гауссом ($1 \text{ гаусс} = 1 \text{ эрстед}$).

ОСНОВНЫЕ ТИПЫ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ МАГНИТОВ

Соленоиды с воздушным сердечником. Максимальное магнитное поле, которое можно получить в сверхпроводящем соленоиде с воздушным сердечником, равно внешнему критическому магнитному полю для сверхпроводящей обмотки. Фактически этот предел никогда не достигается из-за того,

что критическое поле уменьшается, если по сверхпроводнику протекает конечный (не исчезающе малый) ток. На рис. 3 приведена гипотетическая кривая, иллюстрирующая эту зависимость. H и I представляют, соответственно, приложенное внешнее поле и ток, протекающий через данный образец или проволоку. Если максимальное поле соленоида, намотанного из этой проволоки, должно составлять H_m , то ток не может превосходить I_m . Для длинного соленоида длины l требующееся для получения поля H_m число витков n и, следовательно, толщина обмотки магнита по радиусу определяется обычным соотношением

$$\frac{n}{l} = \frac{H_m}{0,4\pi I_m}. \quad (2)$$

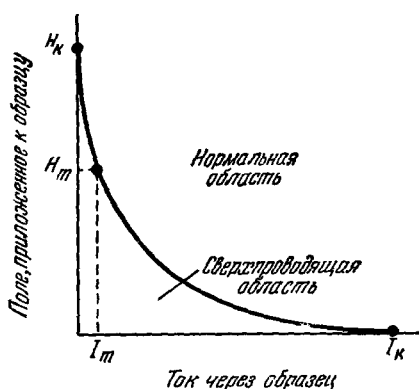


Рис. 3. Произвольная кривая зависимости критического поля от измерительного тока. H_m и I_m — соответственно поле, создаваемое сверхпроводящим магнитом, и ток, текущий по проволоке, из которой намотан магнит.

С приближением H_m к H_k значение I_m стремится к нулю, и размер магнита становится очень большим. Очевидный метод уменьшения требуемого размера магнита состоит в использовании вместо одной обмотки ряда концентрических обмоток и пропускании большего тока через внешние обмотки, находящиеся под действием меньших полей. Если используется

большое число таких обмоток, то суммарную толщину всех обмоток (по радиусу) можно определить из соотношения

$$\frac{n}{l} \approx \int_0^{H_m} \frac{dH}{0,4\pi I(H)}. \quad (3)$$

Например, если $H_m/H_k = 0,95$ и зависимость $I(H)$ (рис. 3) является линейной, толщина магнита уменьшается по сравнению с толщиной магнита, состоящего из одной катушки, примерно в 6 раз. Это может оказаться существенным в случае использования проволок, имеющих малый критический ток.

Магниты с сердечником из ферромагнетика. Магниты с ферромагнитными сердечниками могут конструироваться с целью получения очень однородных полей. Кроме того, они требуют меньших ампер-витков для получения заданного поля, не превосходящего предельного значения, определяемого намагничиванием металла при насыщении. На рис. 4 показан магнит с железным сердечником, дающий, по сообщению Аутлера⁸, поле 14 кэс. В следующей конструкции, используя обмотку из ниобия, имевшую критическое поле около 9 кэс, Аутлер получил 25 кэс²⁰. Миллсом²¹

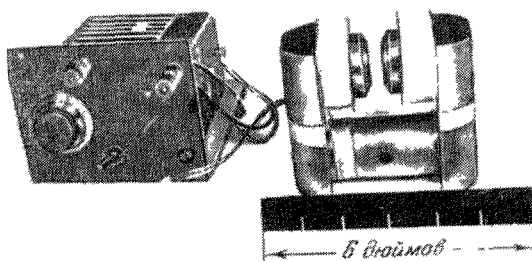


Рис. 4. Магнит со сверхпроводящей обмоткой и железным сердечником (Аутлер, Лаборатория Линкольна).

был описан способ усиления поля с помощью ферромагнетика, при котором сохраняется геометрия соленоида с воздушным сердечником, однако получаются поля, близкие к полю насыщения железа.

Поскольку сердечник охлаждается до температуры сверхпроводящей обмотки, не требуется, чтобы сердечник был ферромагнитным при комнатной температуре. Например, диспрозий^{22, 23} и гольмий²⁴ ферромагнитны ниже, соответственно, 85 и 20°К, и оба обладают магнитным моментом, равным примерно 10,6 магнетона Бора на атом, что соответствует полю насыщения около 39 кэс. Это почти в два раза больше, чем у железа. Однако эти элементы являются очень твердыми в магнитном отношении, и их трудно намагнитить до полного магнитного насыщения. Другие элементы либо сплавы могут оказаться столь же или даже более выгодными. В последующем изложении будут рассматриваться только соленоиды с воздушным сердечником.

СОЛЕНОИДЫ С ОБМОТКОЙ ИЗ ПРОВОЛОКИ

Три метода измерения критических полей (см. выше) могут дать несовпадающие результаты. Это иллюстрируется на рис. 5 данными Рябина и Шубникова⁷ для «твердого» сверхпроводящего сплава свинца с таллием. Поля H_1 (собственное поле, создаваемое большим измерительным током) и H_2 (определяемое по магнитной восприимчивости) обычно меньше, чем поле H_3 (определяемое при малом измерительном токе в сильном внешнем поле). H_3 особенно чувствительно к примесям, деформациям

и неоднородностям в образцах. Точная связь между H_1 , H_2 и H_3 в настоящее время неизвестна. В дальнейшем обсуждении под критическим полем H_k будет пониматься H_3 (если не будет специально оговорено).

В идеальном сверхпроводнике (для которого $H_1=H_2=H_3$) ток протекает лишь на очень небольших расстояниях от поверхности проволоки, поэтому критический ток пропорционален окружности проволоки. Можно предполагать, что в твердых сверхпроводниках ток течет по сверхпроводящим нитям, заполняющим весь объем проволоки, поскольку измерения обнаруживают приблизительную пропорциональность критического тока

поперечному сечению проволоки. Может наблюдаться также поведение, промежуточное между этими двумя случаями, так что, вообще говоря, нужно указывать и критический ток, и диаметр проволоки, а не просто критическую плотность тока.

Сверхпроводящие элементы. На рис. 1 показаны кривые $H_k(T)$ для ряда сверхпроводящих элементов. Среди них одним из наилучших материалов для изготовления магнитов является, по-видимому, ниобий. Он имеет самое высокое (не считая технеция) критическое поле (H_k), самую высокую критическую температуру (T_k), обладает хорошими механическими свойствами и имеется в продаже в виде проволоки или фольги. К тому же его критическое поле значительно повышается в результате холодной обработки^{25, 26}. Аутлер⁸, Ле-Блан и Литтл²⁷ и другие²⁸ построили ниобиевые соленоиды, дающие поля от 4 до 10 кгс — в зависимости от степени холодной обработки проволоки, используемой в обмотке. На рис. 6 приведены данные Аутлера²⁹ о критических полях в зависимости от тока для

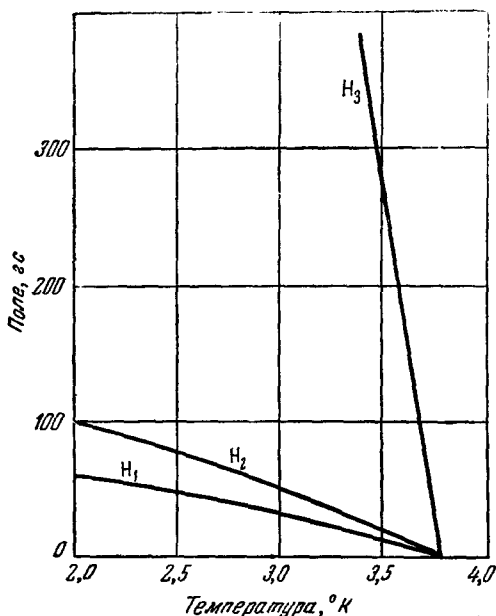


Рис. 5. Три значения критического поля для сплава свинца с таллием, по данным Рябинина и Шубникова⁷.

H_1 определено из измерений сопротивления, проведенных с использованием больших токов через образец, находящийся во внешнем поле, равном нулю. H_2 определено из измерений восприимчивости в приложенном внешнем поле. H_3 определено из измерений сопротивления, выполненных с использованием малого тока и большого внешнего поля

ниобиевой проволоки, расположенной перпендикулярно магнитному полю. Данные Ле-Блана и Литтла²⁷ менее определены. Удовлетворительные контакты с переходом от ниобия к меди могут быть получены дуговой электросваркой в атмосфере гелия, точечной сваркой, гальваническим осаждением меди и ультразвуковой сваркой.

Удастся значительно повысить H_k некоторых элементов, внося в образцы большие деформации. Критическое поле ниобия возрастает в результате холодной протяжки проволоки в 4—5 раз. Аналогичное повышение H_k наблюдалось у тантала и ванадия³⁰. Еще более поразительный пример повышения H_k олова (по наблюдениям Лазарева и Галкина³¹) приведен в табл. I. Образец олова, не подвергавшийся деформации, имеет при 2° К $H_k \approx 210$ гс, но прижатие образца к стеклянной пластинке увеличивает H_k до 15 000 гс. Это прижатие ведет одновременно к сравнимому

по величине уменьшению критического тока, однако все же может оказаться возможным использование сверхпроводников — элементов в напряженном состоянии для постройки магнита, дающего поля большой величины.

Сверхпроводящие сплавы. Сверхпроводящие свойства металла могут измениться радикальным образом в результате добавления (металлургическим путем) другого металла или металлов. Для рассматриваемого применения существенно значительное возрастание H_K

Таблица 1

Влияние неоднородных напряжений на сверхпроводящие свойства олова

Образец	$R_{4,2^\circ \text{ K}}/R_{\text{комн}}$	$T_K, ^\circ \text{K}$	H_K при 2° K	dH_K/dT при 2° K	I_K при $2^\circ \text{ K}, \text{ a}$
Ненапряженный	$1,5 \cdot 10^{-3}$	3,72	240	100	3
Напряженный	0,1	~ 9	15000	1750	0,007

и T_K у некоторых сплавов и интерметаллических соединений. В 1931 г. де-Гааз и Воогд⁵ сообщили, что сплав свинца с висмутом обнаружил нулевое сопротивление в поле 15 кгс. Затем, в 1935 г., характеристики ток — поле для этого сплава были измерены Кеезомом⁶, который нашел, что пра-

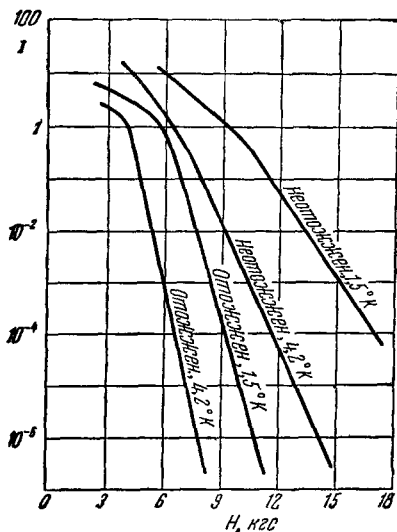


Рис. 6. Зависимость критического поля ниобиевой проволоки диаметром 0,1 мм от измерительного тока (по неопубликованным данным Аутлера).

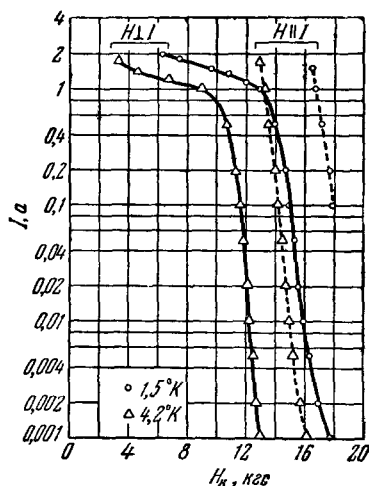


Рис. 7. Зависимость критического тока проволоки из сплава молибдена с рением от приложенного поля.

Данные Куниллера, Еюлера, Хсу, Маттиаса и Валя⁹

вило Силсби здесь не выполняется и что при пропускании значительного тока H_K снижается до значения, примерно равного H_K свинца. Высказанная Кеезомом идея создания магнита из сплава свинца с висмутом была, по-видимому, оставлена без дальнейшего исследования. Рябинин и Шубников⁷ также изучали свойства сплава свинца с висмутом, но никогда не сообщали о работающем магните.

Кунцлер, Бюлер, Хсу, Маттиас и Валь⁹ использовали сплав молибдена с рением и получили 15,5 кгс внутри соленоида, поддерживаемого при 1,5° К. На рис. 7 приведены найденные ими характеристики ток — поле для этого сплава. На рис. 8 изображено распределение поля в их соленоиде. Следует отметить, что большее поле было получено при использовании двух соосных обмоток с меньшей плотностью тока во внутренней катушке. Сплав молибдена с рением явился первым материалом, имеющим критическое поле большее, чем у ниобия, и полученным в количестве, достаточном для постройки магнита. В случае этого сплава (как и для других сверхпроводников) металлургический процесс изготовления образцов в значительной мере определяет максимальное критическое поле.

Берлинкорт исследовал характеристики разрушения сверхпроводимости током для сплавов уран — молибден³² и титан — молибден³³. Его результаты приведены на рис. 9 и 10. Один образец (сплав титана, содержащий 18,3 атомных процента молибдена) обнаружил при 1,2° К нулевое

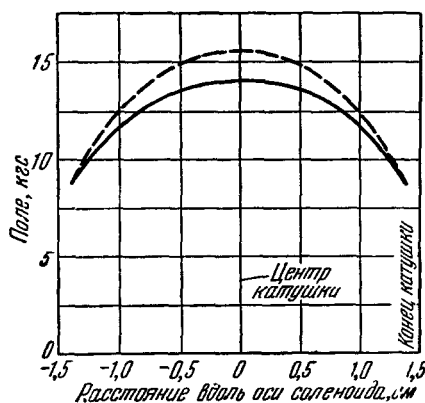


Рис. 8. Распределение поля в молибден-ренийевом соленоиде, по данным Кунцлера, Бюлера, Хсу, Маттиаса и Валья⁹. Сплошная кривая получена при последовательном соединении двух обмоток, приводящем к однородному распределению тока. Пунктирная кривая получена при параллельном соединении обмоток, дающем более низкую плотность тока во внутренней обмотке и более высокую плотность тока во внешней обмотке.

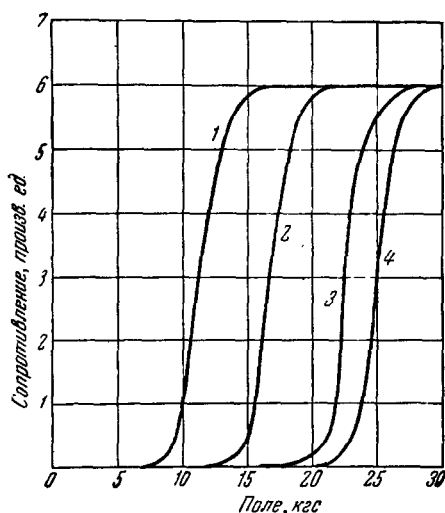


Рис. 9. Зависимость сопротивления гамма-фазы сплава урана с молибденом, содержащего 11,6 атомных процента молибдена, от поля, приложенного перпендикулярно току.

Данные Берлинкурта³². 1 — $J = 4,4$ а/см², $T = 1,519^\circ$ К; 2 — $J = 4,4$ а/см², $T = 1,367^\circ$ К; 3 — $J = 21,9$ а/см², $T = 1,144^\circ$ К; 4 — $J = 4,4$ а/см², $T = 1,444^\circ$ К.

сопротивление в магнитном поле 30 кгс при плотности измерительного тока 34 а/см². Критическая температура T_K сплавов титана с молибденом возрастает с ростом содержания молибдена. Этот рост T_K должен сопровождаться соответствующим ростом H_K .

Очень большое практическое значение имеет недавнее успешное получение Кунцлером, Бюлером, Хсу и Верником¹⁰ проволоки из Nb_3Sn в ниобиевой оболочке. Эта проволока имеет критическое поле, большее 88 кгс. На рис. 11 приведены характеристики ток — поле для этого материала. Один образец, с внешним диаметром 0,038 см, обнаруживает весьма заманчивые свойства: сверхпроводящий ток, больший 10^5 а/см², сохранился во внешнем поле 88 кгс. Истинное критическое поле (определяемое по методу 3) должно быть значительно выше 88 кгс.

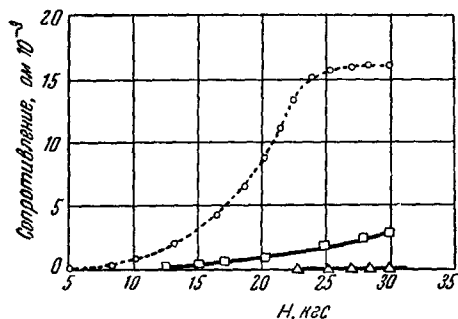


Рис. 10. Зависимость сопротивления сплава титана с молибденом, содержащего 18,3 атомных процента молибдена, от приложенного поля.

Данные Берлинкурта 33. ○ — $J = 48 \text{ а/см}^2$, $T = 3,04^\circ \text{ К}$; □ — $J = 144 \text{ а/см}^2$, $T = 1,23^\circ \text{ К}$; Δ — $J = 48 \text{ а/см}^2$, $T = 1,23^\circ \text{ К}$.

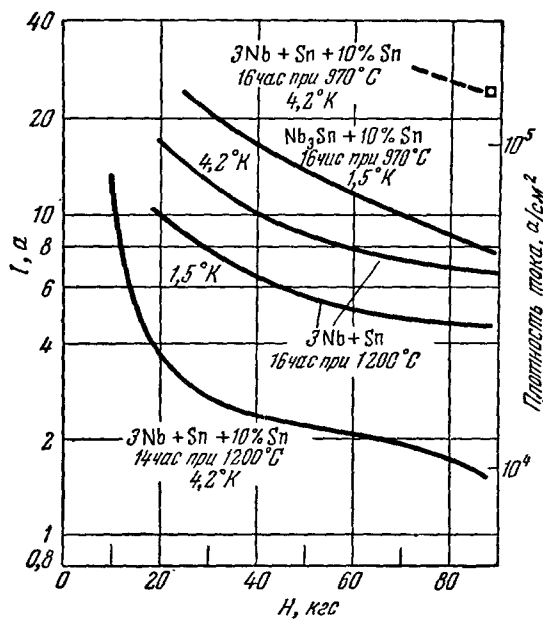


Рис. 11. Зависимость критических токов ряда проволоч с ниобиевой оболочкой от поля, приложенного перпендикулярно току. Данные Кунцлера, Бюлера, Хсу и Верника 10.

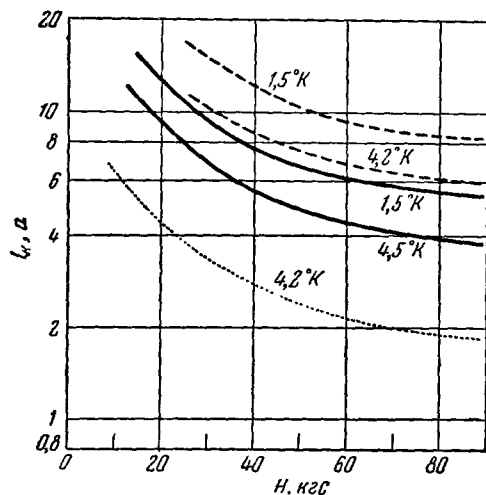


Рис. 12. Зависимость критических токов ряда проволок из Nb_3Sn от поля, приложенного перпендикулярно току, по данным Кунцлера, Бюлера, Хсу и Верника 10.

— $0,030 \text{ см} \times 0,53 \text{ см}$; — — $0,050 \text{ см} \times 0,063 \text{ см}$; ... $0,025 \text{ см} \times 0,025 \text{ см}$.

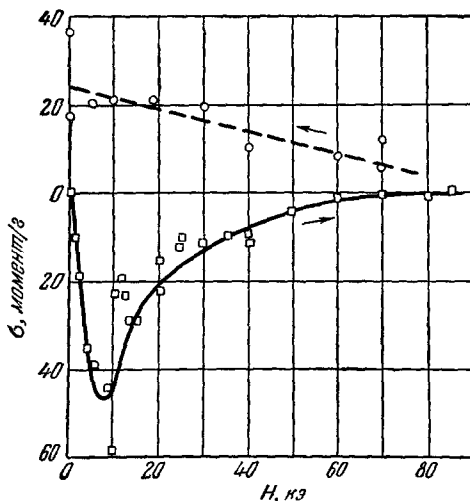


Рис. 13. Намагниченность Nb_3Sn по данным Бозорта, Вильямса и Дэвиса 34.

Эта проволока была получена следующим путем. Внутри ниобиевой трубки (с внешним диаметром 0,6 см, внутренним диаметром 0,3 см и длиной 2 см) помещался порошок Nb_3Sn либо смесь порошков ниобия и олова, и трубка протягивалась до получения проволоки с внешним диаметром 0,038 см. Затем проволока подвергалась термической обработке при заданной температуре (между 970 и 1400°С) в течение заданного времени для спекания Nb_3Sn .

При заданном поле Nb_3Sn в оболочке имеет намного более высокую критическую плотность тока, чем материал без оболочки. Характеристики ток — поле некоторых образцов материала без оболочки¹⁰ приведены на рис. 12. Однако все образцы обладают сверхпроводимостью в поле 88 кэс, тогда как согласно данным магнитных измерений Бозорта³⁴, показанным на рис. 13, переход заканчивается около 70 кэс (метод 2).

Критическая плотность тока Nb_3Sn в ниобиевой оболочке не изменяется ни пропорционально периметру, как в случае «мягких» сверхпроводников, ни пропорционально поперечному сечению, как это наблюдается для некоторых «твердых» сверхпроводников. Кроме того, для этого материала не имеет места обычная зависимость между критическим полем и температурой (уравнение (1)). Критическая температура приблизительно равна 18°К, а критический ток возрастает более чем на 50% при понижении температуры от 4,2 до 1,5°К.

Если возможно получение проволоки Nb_3Sn в ниобиевой оболочке в достаточных количествах, можно строить сверхпроводящие соленоиды для получения полей, превышающих 88 кэс. Если исходить из ожидаемой величины допустимой плотности тока в этом материале, для достижения такого поля окажется достаточной толщина обмотки 5—10 см.

Имеется определенная возможность того, что другие сплавы или интерметаллические соединения (которые еще предстоит найти) смогут быть использованы для изготовления обмоток магнитов для получения сильных полей. В настоящее время наиболее перспективными представляются системы, в которых хотя бы один компонент является тугоплавким металлом.

МАГНИТЫ ИЗ ТОНКИХ ПЛЕНОК

С давних пор известно, что критическое поле сверхпроводника в виде тонкой пленки больше критического поля массивного образца того же сверхпроводника³⁵. Этот экспериментальный факт хорошо иллюстрируется данными Алексеевского³⁶ о критических полях тонких пленок, приведенными на рис. 14. Авторами настоящей статьи было высказано предположение, что тонкие пленки могли бы быть использованы в обмотках сверхпроводящих магнитов для получения полей порядка 100 кэс³⁷. Хотя в настоящее время Nb_3Sn , по-видимому, обещает значительно более верный путь к достижению этой цели, все же интересно рассмотреть и возможности, связанные с тонкими пленками. В теории сверхпроводимости фигурирует фундаментальный параметр, называемый глубиной проникновения λ . Он является мерой проникновения приложенного магнитного поля внутрь сверхпроводника и может быть определен следующим образом:

$$\lambda = (1/H_0) \int_0^{\infty} H(x) dx, \quad (4)$$

где H_0 — поле на поверхности полубесконечной (по толщине) пластины из сверхпроводника, параллельное этой поверхности, а x — глубина, отсчитываемая от поверхности. Впервые этот параметр был введен Ф. и Г. Лондонами в предложенной ими модификации уравнений Максвелла, учитывающей наблюдаемые электродинамические свойства сверхпровод-

ников³⁸. Типичным значением λ является 500 \AA при $T = 0$; температурная зависимость λ приблизительно описывается соотношением

$$\lambda = \lambda_0 \left[1 - \left(\frac{T}{T_K} \right)^4 \right]^{-1/2}. \quad (5)$$

Экспериментально установлено, что критические температуры тщательно приготовленных и отожженных тонких пленок почти не отличаются от критических температур массивных образцов соответствующих сверхпроводников. Это говорит о том, что свободная энергия (Гельмгольца) в поле, равно нулю, не зависит от толщины пленки. Используя это предположение и пренебрегая всеми поверхностными эффектами, теория Лондонов предсказывает зависимость

$$\frac{H_K}{H_{KB}} = \left(1 - \frac{2\lambda}{d} \operatorname{th} \frac{d}{2\lambda} \right)^{-1/2}, \quad (6)$$

где H_K — критическое поле тонкой пленки, H_{KB} — критическое поле массивного образца и d — толщина пленки. Для $d \ll \lambda$ это соотношение сводится к следующему:

$$\frac{H_K}{H_{KB}} \approx 2\sqrt{3} \frac{\lambda}{d}. \quad (7)$$

Теория Лондонов предсказывает также критическую плотность тока для тонких пленок, равную

$$J_K = \frac{5}{2\pi} \frac{H_{KB}}{\lambda} \text{ а/см}^2, \quad (8)$$

т. е. около 10^7 а/см^2 . Шенбергом³⁵ проведено качественное термодинамическое рассмотрение, показывающее, что в случае очень тонких пленок критическая плотность тока может фактически возрасти.

Гинзбург и Ландау³⁹ видоизменили уравнения Лондонов с учетом положительной поверхностной энергии сверхпроводников (которая следует из существования эффекта Мейсснера). Для очень тонких пленок их теория согласуется с соотношениями (7) и (8) теории Лондонов с той разницей, что коэффициенты $2\sqrt{3}$ и $5/2\pi$ заменяются на $2\sqrt{6}$ и $10/3\pi\sqrt{6}$ соответственно. Их теория дает также изменение критического тока в зависимости от приложенного магнитного поля (рис. 15)

$$\frac{I}{I_K} = \left(1 - \frac{H^2}{H_K^2} \right)^{3/2}. \quad (9)$$

Первоначальный вывод был сделан в приближении, справедливом при $T \approx T_K$, но более поздние работы Абрикосова⁴⁰ и Гинзбурга⁴¹ показывают, что полученные соотношения должны сохраняться при всех T . Недавно Горьков⁴² вывел основные дифференциальные уравнения теории Гинзбурга — Ландау из квантовомеханической теории Боголюбова, но опять-таки в приближении $T \approx T_K$. В своих работах Абрикосов и Горьков обсудили также другие приближения, используемые в теории.

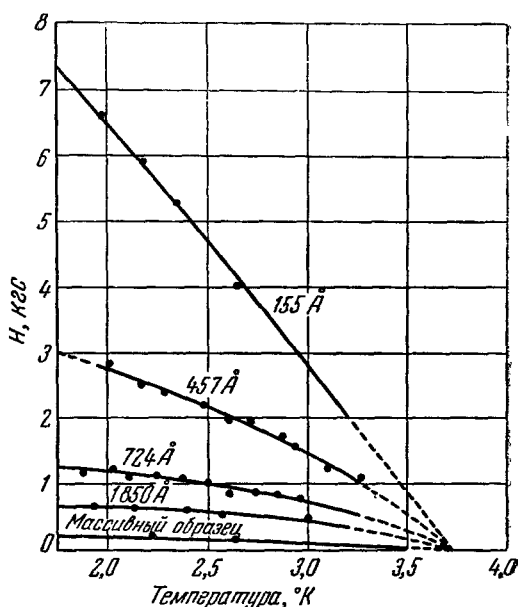


Рис. 14. Критические поля тонких пленок олова, по данным Алексеевского³⁶. Указаны толщины пленок в ангстремах.

Для очень толстых пленок справедливо правило Силсби, из которого следует, что зависимость критического тока от приложенного поля H должна быть линейной, если H параллельно поверхности пленки и перпендикулярно току. На рис. 15 показана зависимость, предсказываемая теорией Ландау—Гинзбурга для случая тонких пленок, и зависимость для «толстых» пленок, соответствующая правилу Силсби. Из сравнения кривых видно, что линейная зависимость $I(H)$ примерно сохраняется, начиная от очень толстых пленок и кончая очень тонкими.

В 1953 г. Пиппард⁴³ постулировал существование другого фундаментального параметра теории сверхпроводимости, описывающего расстояние, на котором существует дальний порядок в системе электронов внутри сверхпроводника. Этот параметр обычно называют «длиной когерентности» и обозначают ξ_0 . Позднее он был получен в квантовомеханической

теории Бардина, Купера и Шриффера. Он не зависит от температуры и связан следующим соотношением со скоростью электрона v_F на поверхности Ферми и критической температурой:

$$\xi_0 = 0,18 \frac{\hbar v_F}{kT_K}, \quad (10)$$

где \hbar и k — постоянная Планка (деленная на 2π) и постоянная Больцмана соответственно. Значения ξ_0 оказываются лежащими в интервале от 1000 до 10 000 Å.

Иттнер⁴⁴ исследовал вопрос о критических полях тонких сверхпроводящих пленок на основе теории БКШ. Он нашел, что возрастание H_K/H_{KB} , предсказываемое теорией Лондонов (соотношение (6)), остается приблизительно справедливым, если заменить величину λ , определенную из опытов с массивными образцами, на эффективную глубину проникновения $\lambda_{эфф}$. Пользуясь данными работы Миллера⁴⁵, Иттнер пока-

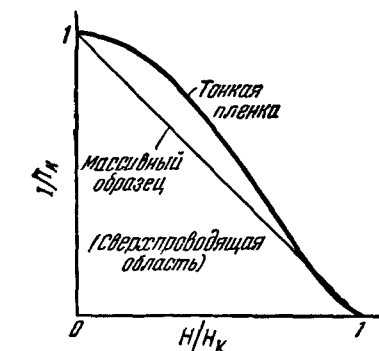


Рис. 15. Теоретическая зависимость критического тока от приложенного поля для плоских образцов.

Поле параллельно поверхности и перпендикулярно направлению течения тока. Прямая линия («массивный образец») соответствует гипотезе Силсби для толстых образцов. Кривая для тонких пленок соответствует теории Гинзбурга—Ландау.

зывает, что в условиях, когда средний свободный пробег электронов либо толщина пленки становится меньше ξ_0 , $\lambda_{эфф}$ становится больше λ . Миллером дается следующее асимптотическое выражение для $\lambda_{эфф}/\lambda$ в случае $d \ll \xi_0$:

$$\frac{\lambda_{эфф}}{\lambda} \approx \left(\frac{\xi_0}{d} \right)^{1/2} \quad (11)$$

(мы использовали здесь предположение, что средний свободный пробег равен толщине пленки d). Это совпадает с результатом, полученным ранее Тинхэмом⁴⁶ на основе более простого рассмотрения.

Парментер⁴⁷ также коснулся вопроса о критических токах на основе теории БКШ и теории Боголюбова. Фактически его работа посвящена возможности восстановления сверхпроводимости при повышении плотности тока примерно до 10^9 а/см². Предполагается, что это новое состояние сверхпроводимости должно существовать даже при комнатной температуре, а также в металлах, не являющихся «обычными» сверхпроводниками. Эта возможность является весьма интригующей, однако экспериментальные проблемы, которые нужно решить для того, чтобы когда-либо достигнуть этого состояния и использовать его, представляются весьма сложными. Однако из проведенного автором рассмотрения следует, что «обычная» критическая плотность тока для тонких пленок должна отличаться множителем $1/\sqrt{2/3}$ от значения, которое дается теорией Лондонов (формула (8)).

Экспериментальные данные. С этими предсказаниями можно сравнить данные ряда экспериментов. По данным Алексеевского (рис. 14), наблюдается возрастание критического поля H_k/H_{KB} , которое при данном d примерно в $2\frac{1}{2}$ раза больше, чем предсказывается соотношением (7). Гинзбург и Шальников⁴⁸ наблюдали большее возрастание критического поля, чем согласно формуле (7). Гловер⁴⁹ сообщил данные о критических полях плоских пленок индия и свинца, толщина которых была оценена в 50 Å. Численные данные, которые он приводит, соответствуют критическим плотностям тока порядка $0,0025 H_{KB}/\lambda$ а/см². Криттенден и др.⁵⁰ сообщили, что критические токи индиевых пленок пропорциональны квадратному корню из толщины в области толщин от 400 до 5000 Å. Для самых тонких из их пленок критическая плотность тока примерно равна $0,1 H_{KB}/\lambda$.

Трудность, с которой встречаются при сопоставлении наблюдаемых критических полей или критических токов с предсказаниями теории, состоит в сложности точного измерения толщины пленки. Вероятно, наиболее прямая проверка теории может быть произведена путем прямого сравнения критических полей и критических токов для одного и того же образца. Для плоского образца можно, комбинируя соотношения (7) и (8), которые даются теорией Лондонов, получить формулу

$$\frac{I_k}{l} H_k = J_k d H_k = \frac{5\sqrt{3}}{\pi} H_{KB}^2, \quad (12)$$

где I_k — критический ток и l — единица длины в направлении, перпендикулярном току. Согласно теории Гинзбурга — Ландау коэффициент при H_{KB}^2 в этом выражении должен составлять $20/3\pi$. Из приведенных выше данных, основанных на теории БКШ и теории Боголюбова, следует, что коэффициент при H_{KB}^2 примерно равен $(5/\pi)(2\xi_0/d)^{1/2}$. Имеются два эксперимента, прямо относящиеся к этим выражениям. Бремер и Ньюхаус⁵¹ нашли хорошее согласие данных по тонким пленкам с предсказаниями теории Гинзбурга — Ландау при температурах

$$T_k - T < 0,03^\circ.$$

Однако, на их кривых обнаруживается уменьшение критического тока по сравнению со значением, соответствующим наблюдаемому H_k , при более низких температурах. Гинзбург и Шальников⁴⁸ использовали цилиндрические тонкие пленки олова в поперечном магнитном поле; как объяснено в их работе, при данной геометрии в коэффициенте при H_{KB}^2 появляется добавочный множитель, равный 2. Измеренные ими критические токи составляли примерно 0,22 от значения, предсказываемого теорией Гинзбурга — Ландау для наблюдавшихся величин H_k .

Следует отметить, что для очень толстых пленок повышение критического поля очень мало, и $H_k \approx H_{KB}$. Предполагая, что такая массивная пленка также подчиняется правилу Силсби, получаем значение коэффициента при H_{KB}^2 (формула (12)), равное $5/\pi$. Сравнивая это значение с приведенными выше теоретическими предсказаниями для очень тонких пленок, можно заключить, что коэффициент при H_{KB}^2 должен быть очень слабой функцией толщины — вероятно вплоть до самых тончайших пленок. Однако нет ни одного экспериментального исследования, в котором этот коэффициент был бы промерен для широкого диапазона толщин. Кроме того, отсутствуют экспериментальные исследования зависимости критического тока тонких пленок от приложенного магнитного поля.

Размер магнита на тонких пленках. Из рассмотренной выше теории следует, что на пленках, по-видимому, может быть создан сверхпроводящий соленоид, дающий 100 кгс. Допустим,

что для намотки соленоида используется «проволока» в виде цилиндрической тонкой пленки толщиной d , нанесенной на несверхпроводящую нить диаметром a ($a \gg d$). Хотя первые следы сопротивления в массивной проволоке, помещенной в поперечное поле, появляются при $0,5 H_{KB}$, в случае «проволоки» из тонкой пленки оно не возникнет, пока поперечное поле не достигнет значения, очень близкого к H_K плоской пленки (из-за очень малой восприимчивости тонкой пленки). Удобно переписать формулу (12) в следующем виде:

$$\frac{\pi}{5} J_K d H_K = \frac{\pi I_K}{5\pi a} H_K = \alpha H_{KB}^2, \quad (13)$$

где α — безразмерная величина, подлежащая экспериментальному определению. Пренебрегая толщиной межвитковой изоляции и предполагая плотную намотку, получаем приближенное выражение для толщины ΔR обмотки (по радиусу) при заданном числе n/l витков на единицу длины катушки

$$\Delta R = a^2 \frac{n}{l}.$$

Если поле соленоида и ток через «проволоку» (см. рис. 3) равны соответственно H_m и I_m , то

$$\Delta R = a^2 \frac{H_m}{I_m} \frac{5}{2\pi} = \frac{H_m^2}{H_{KB}^2} \frac{a}{2\pi \alpha (H_m/H_K) (I_m/I_K)}. \quad (14)$$

Предположим, что мы хотим изготовить соленоид для получения 100 кэс, используя обмотку из ниобиевой пленки. Для критического поля массивного ниобия (по измерениям восприимчивости) можно взять осторожное значение $H_{KB} = 2,5$ кэс. Из соотношения (7) и последующего рассмотрения представляется вероятным значение $H_K/H_{KB} = 50$ для пленки с $d = 50$ Å. Это дает $H_m/H_K = 0,8$. Приблизительная линейность кривой на рис. 15 означает, что

$$\frac{H_m}{H_K} + \frac{I_m}{I_K} \approx 1, \quad (15)$$

так что в данном примере $I_m/I_K \approx 0,2$. Теория предсказывает, что α должно быть равно 1,3 (или больше), но вероятно будет более реалистичным принять (произвольно) значение $\alpha = 0,1$, учитывая, что экспериментальные данные для плотности критического тока меньше теоретических значений. Наконец, примем, что $a = 0,0005$ дюйма $= 0,0013$ см. Тогда расчетное значение толщины (по радиусу) составит

$$\Delta R = \frac{100^2}{2,5} \frac{1,3 \cdot 10^{-3}}{2\pi \cdot 0,1 \cdot 0,8 \cdot 0,2} \approx 20 \text{ см.} \quad (16)$$

Этот размер является разумным, и требования к криогенной технике, связанные с необходимостью сохранения обмотки в жидком гелии, по-видимому, будут скромными.

Следует отметить, что в своей прежней работе авторы данной статьи конкретно рассматривали тонкие плоские пленки, нанесенные на слой диэлектрика и свернутые в рулон. Размер магнита при этом получается сравнимым с найденным здесь, однако сложность подвода тока к внутреннему концу пленки, а также разрушение сверхпроводимости током на краях пленки, по-видимому, затрудняет работу с соленоидом этой геометрии.

Проблемы применения тонких пленок. Важно иметь в виду, что ~~существующая~~ теория тонких пленок пренебрегает возможным влиянием ~~интерфасной~~ энергией. Это влияние становится

(относительно) все более существенным по мере уменьшения толщины пленки. Кажется вероятным, что в результате действия поверхностной энергии сверхпроводимость будет разрушаться при более слабых полях, чем те, которые соответствуют приведенным выше формулам. Экспериментальных работ по сверхпроводимости тонких пленок с высокими критическими полями нет, так что поставленный вопрос остается открытым.

Если предполагать, что указанные теории правильно описывают сверхпроводимость тонких пленок, то максимальное магнитное поле, которое можно было бы получить при помощи сверхпроводящего магнита на тонких пленках, будет ограничиваться минимальной толщиной пленки, при которой существует сверхпроводимость. Гинзбург и Тинхэм⁵² сообщили данные о сверхпроводящей пленке свинца толщиной 20 \AA , критический ток которой уменьшился только на 2% при наложении поля 8 кэс . Предполагая линейное изменение критического тока в зависимости от приложенного поля, получаем отсюда экстраполяцией $H_K \approx 400 \text{ кэс}$, или $H_K/H_{KB} \approx 500$.

Андрос и Найт⁵³ получили оловянные «пленки» толщиной 50 \AA , имевшие критическое поле около 25 кэс , т. е. $H_K/H_{KB} \approx 80$. Заварицкий⁵⁴ сообщил о сверхпроводимости пленки таллия толщиной 35 \AA и пленки олова толщиной 10 \AA . Хухарева и Шальников⁵⁵ сообщили, что пленка ниобия толщиной 1200 \AA , полученная испарением «в вакууме», не обладала сверхпроводимостью выше 2°К . Гервен и Германс⁵⁶ в довольно большой статье сообщают о сверхпроводимости пленок ниобия, олова и свинца. Во всех случаях наблюдавшиеся этими авторами переходы были размытыми и происходили при температурах, значительно более низких, чем критические температуры массивных образцов, что, вероятно, говорит о недостаточном вакууме при испарении. К сожалению, авторы не делают попытки сколько-нибудь надежно оценить толщину пленок. Согласно грубой оценке, толщина их самой тонкой пленки ниобия, у которой наблюдались некоторые признаки сверхпроводимости, около 300 \AA . По данным Марчэнда и Венемы⁵⁷, пленки тантала, полученные при вакууме $10^{-5} \text{ мм рт. ст.}$, никогда не обнаруживали правильного перехода, однако в пленках, приготовленных в вакууме $10^{-11} \text{ мм рт. ст.}$, наблюдался резкий переход при критической температуре массивного металла. Толщина пленок ими не оценивалась. Левенстейн⁵⁸ исследовал рост и структуру тонких металлических пленок. Он нашел, что пленки тугоплавких металлов (в том числе пленки тантала и ниобия) образованы из кристаллитов размером менее 15 \AA , имеющих постоянную решетки, совпадающую с постоянной решетки массивного металла. Пленки металлов с более низкой температурой плавления обнаруживают большую тенденцию к агрегации и образованию зернистой структуры. Кажется разумным предположить, что пленки толщиной 50 \AA , обладающие предсказываемыми сверхпроводящими свойствами, могут быть получены, если в процессе испарения будут приняты достаточные меры предосторожности, и что такая пленка будет обладать увеличением критического поля, H_K/H_{KB} , порядка 50.

Сомнительно, чтобы аномально высокие критические поля H_3 (см. рис. 5), наблюдаемые в массивных образцах различных сплавов, могли бы быть аналогичным образом использованы в случае тонких пленок. В предельном случае пленки очень большой толщины теория сверхпроводимости тонких пленок не делает различия между критическими полями, определенными тремя различными методами (см. выше), т. е. пленка «ведет себя хорошо». Массивный образец «ведет себя хорошо» только в полях, меньших критического поля H_2 , определенного из измерений восприим-

чивости, поскольку лишь при $\chi = -\frac{1}{4\pi}$ весь объем образца находится

в сверхпроводящем состоянии. Отсюда следует, что величина H_{KB} , фигурирующая в теории сверхпроводимости тонких пленок, должна быть примерно равна критическому полю H_2 и что именно это поле возрастает при переходе к тонким пленкам.

Возможно, что удастся извлечь пользу из повышения критического тока, наблюдавшегося у частично окисленных пленок и у пленок, испаренных в атмосфере инертного газа. По-видимому, это возрастание критического поля вызвано уменьшением среднего свободного пробега электронов, обусловленным их рассеянием на атомах примеси, подобно тому как уменьшение среднего свободного пробега электронов в тонких пленках приводит к увеличению критического поля. Влияние, которое окажет уменьшение среднего свободного пробега электронов на критический ток, не было исследовано, однако критический ток несомненно уменьшится. Кривые перехода у таких пленок подобны кривым перехода большинства сверхпроводящих сплавов в том отношении, что они значительно уширены и размыты. Для очень тонких пленок сверхпроводимость может быть полностью ликвидирована.

Материал, на который испаряется сверхпроводящая пленка, по-видимому, должен быть непроводящим. Мейсснер⁵⁹ показал, что тонкие пленки олова, нанесенные на подложки из золота или меди, не являются сверхпроводящими при толщинах, меньших 6000 Å и 2000 Å соответственно. Он предполагает, что эти величины примерно равны длине упорядочивания сверхпроводящих электронов и что появлению в более тонких пленках сверхпроводимости препятствуют электроны, проникающих туда из нормального металла-подложки.

РАССМОТРЕНИЕ СПЕЦИАЛЬНЫХ ВОПРОСОВ КОНСТРУИРОВАНИЯ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО МАГНИТА

Силы, действующие в магнитах. Силы электромагнитного происхождения, действующие на обмотки соленоидов для получения больших полей, могут быть очень велики. В некоторых случаях действие этих сил может привести к катастрофическому разрушению магнита. Если плотность тока в произвольной точке обмотки обозначить $\mathbf{J}(r, \theta, z)$, то сила, с которой магнитное поле действует на элемент объема $r dr d\theta dz$, по которому течет ток, будет равна

$$d\mathbf{F} = 0,1 [\mathbf{J} \times \mathbf{H}] r dr d\theta dz; \quad (17)$$

здесь в качестве единиц использованы дина, сантиметр, ампер и гаусс. К плотности тока \mathbf{J} добавляются составляющие, связанные со всеми индуцированными диамагнитными токами, экранирующими толщю обмоток от центрального поля магнита. Простой связи между механическими усилиями, действующими на обмотки магнита, и магнитными силами не существует.

Действующие на обмотки силы можно значительно уменьшить, используя так называемый метод «обмотки, свободной от действия сил»⁶⁰⁻⁶⁴. Отдельные витки располагаются так, чтобы \mathbf{J} и \mathbf{H} не были перпендикулярны друг другу. Этот принцип проиллюстрирован на рис. 16. Конструкция этого типа может дать значительное уменьшение максимального усилия, действующего на отдельные обмотки. В случае обычного магнита уменьшение усилий достигается ценой возрастания мощности джоулева тепла (при заданном поле), однако сверхпроводящий магнит освобожден от этого штрафа. К тому же можно будет получить, пользуясь тем же материалом, поля большей величины, так как критическое поле сверхпро-

водящей проволоки в случае продольного поля больше, чем в случае поперечного.

Не исключено, что из механических усилий, связанных с действием сильных полей, может быть извлечена некоторая польза (предполагая, разумеется, что магнит не разлетается на куски). Как указывалось выше, критические поля часто возрастают, а критические токи уменьшаются в результате механических деформаций. Однако в случае «проволоки» из сплава ниобия с оловом деформации могут фактически привести к нарушению сплошности хрупкой сердцевины Nb_3Sn .

Временная постоянная. Очень большая временная постоянная

L/R сверхпроводящего магнита является положительным моментом, если желательно получить магнитные поля, свободные от шумов. В этом случае лучше всего индуцировать ток в замкнутой сверхпроводящей цепи; поскольку $R = 0$, ток будет циркулировать сколь угодно долго.

Согласно закону Фарадея, полный магнитный поток через магнит не может изменяться; следовательно, величина незатухающего тока всегда будет сама «подправляться» таким образом, чтобы компенсировать любой магнитный поток от любого внешнего источника.

Поэтому начальный ток через магнит должен быть таким, чтобы полный ток (сумма начального и наводимого токов) всегда был меньше критического тока.

Если применяется внешнее регулирование величины магнитного поля, сопротивление цепи, соединяющей источник электроэнергии со сверхпроводящими обмотками, уменьшает временную постоянную магнита до конечной, но большой величины, например порядка многих минут или часов. Это значение постоянной времени достаточно велико для того, чтобы превратить напряжение наводки данной относительной величины в относительно намного меньшую наводку тока. Если бы требовалось быстрое изменение тока во времени, последовательно с магнитом было бы необходимо включить большое сопротивление, которое рассеивало бы большую мощность. Применение постоянных полей сверхпроводящих магнитов в целях аккумуляции и хранения энергии, по-видимому, будет ограниченным ввиду очень медленной отдачи энергии в любую цепь, кроме цепи с очень большим сопротивлением.

Существуют три метода генерирования незатухающего тока; они показаны на рис. 17. В методе а) сверхпроводимость петли разрушается в области r — либо приложением поля, превышающего критическое поле, либо нагреванием, — и в цепи устанавливается ток от внешнего источника. При восстановлении сверхпроводимости в области r ток пойдет

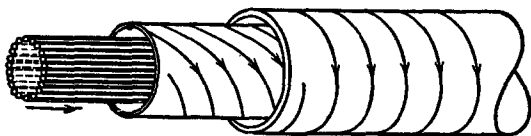


Рис. 16. Схема течения тока в цилиндрической обмотке, свободной от механических напряжений.

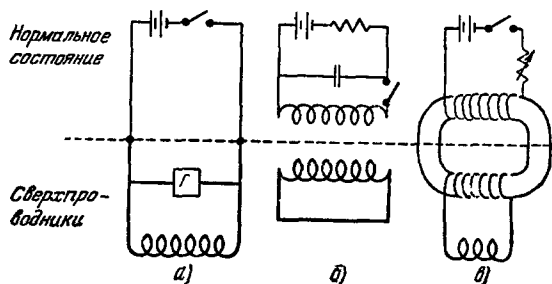


Рис. 17. Схематическое изображение трех описанных в тексте методов возбуждения незатухающего тока.

Существуют три метода генерирования незатухающего тока; они показаны на рис. 17. В методе а) сверхпроводимость петли разрушается в области r — либо приложением поля, превышающего критическое поле, либо нагреванием, — и в цепи устанавливается ток от внешнего источника. При восстановлении сверхпроводимости в области r ток пойдет

в замкнутой сверхпроводящей цепи, и внешний источник может быть отключен. В методе б) импульсное внешнее поле, превосходящее в максимуме критическое поле, разрушает сверхпроводимость замкнутой петли. Когда внешнее поле уменьшается, петля становится сверхпроводящей, и в контуре устанавливается незатухающий ток, обеспечивающий сохранение постоянного потока. Однако этот метод мало пригоден в случае «твердых» сверхпроводников из-за гистерезисных явлений и замороженного магнитного потока. В методе в) используется трансформатор постоянного тока. Контур охлаждается до температуры ниже T_K ; при этом через первичную обмотку протекает постоянный ток I_p . Когда I_p выключается, в сверхпроводящем контуре индуцируется незатухающий ток, обеспечивающий сохранение магнитного потока через контур. Имеется также возможность регулировать величину магнитного поля, просто меняя I_p . Этот метод впервые был предложен Мендельсоном⁸⁵ в 1933 г. Он практически мало пригоден в случае магнитов большого объема или с большим максимальным полем, так как в этом случае требуется трансформатор недопустимо больших размеров.

Распределение поля. С принципиальной стороны, магнитное поле внутри сверхпроводящего соленоида без железного сердечника должно было бы быть более однородным, чем внутри обычного соленоида из меди, благодаря идеальному диамагнетизму сверхпроводника. В то же время максимальное поле, действующее на витки обмотки соленоида, должно было бы наблюдаться на внутренних витках у концов соленоида, где линии захваченного потока расходятся, выходя из внутренней области соленоида. На практике такое положение может встретиться, по-видимому, только при работе магнита ниже критического поля, определенного из измерений восприимчивости (средняя кривая на рис. 5). Поскольку соленоиды из сверхпроводящих сплавов обычно должны работать при полях, намного более высоких, чем указанное поле, распределение магнитного поля в них будет, вероятно, более близким к распределению поля в обычных соленоидах. Это действительно наблюдалось в соленоиде из сплава молибдена с рением (рис. 8). Этот же вывод относится и к соленоидам на тонких пленках, поскольку в случае очень тонких пленок наблюдается практически полная проницаемость пленок для линий магнитного поля. Магнитный поток, замороженный в тех витках обмотки сверхпроводящего магнита, которые ранее были переведены в нормальное состояние под действием слишком большого тока, может повлиять на распределение магнитного поля и даже уменьшить критический ток магнита. От этого эффекта можно избавиться, нагревая магнит выше критической температуры и вновь охлаждая его в поле, равном нулю.

Предосторожности при работе. Важным моментом при испытаниях и при работе сверхпроводящего магнита является нагрев и возможное разрушение магнита в случае, если он переходит в нормальное состояние при сохранении большого магнитного поля. Энергия исчезающего поля выделяется в виде джоулева тепла в обмотках магнита, криостате с жидким гелием и, возможно, в других металлических деталях. Энергия на единицу объема, $H^2/8\pi$, запасенная в случае поля, равного 100 кэс, составляет 40 дж/см³. Это примерно в десять раз больше теплоты испарения одного кубического сантиметра жидкого гелия, но, грубо говоря, в десять раз меньше, чем энергия, необходимая для нагревания 1 см³ — все равно, жидкого гелия или «среднего» металла — от 4 до 300° К. Объем, занимаемый полем в сверхпроводящем магните, вполне может быть значительно больше объема охлаждаемых обмоток. Если энергия исчезающего поля равномерно распределится по всему охлаждаемому объему, повышение температуры будет значительным, однако, по-видимому, не

настолько большим, чтобы вызвать повреждение магнита (предполагается, что предотвращено значительное повышение давления газа). Если же, однако, имеются области местного нагрева, это может, вероятно, привести к перегоранию обмотки.

Включение параллельно магниту сопротивления, находящегося при комнатной температуре, может облегчить решение этой проблемы в случае, когда для питания магнита используется внешний источник тока. Если это сопротивление велико по сравнению с сопротивлением обмотки в нормальном состоянии и если используется источник с малым внутренним сопротивлением, который можно быстро и надежно отключать при появлении первых следов сопротивления в сверхпроводящем контуре, то большая часть энергии поля выделится в этом сопротивлении, и опасность повреждения будет значительно меньше. Защита магнита, в котором используется незатухающий ток, представляет более сложную проблему. Вероятно, следует механически разрывать контур с незатухающим током таким образом и в таком месте, чтобы большая часть мощности выделилась во внешнем сопротивлении, шунтирующем разрываемую цепь.

Другим средством, упрощающим эту проблему, является использование второго, пассивного контура, связанного с магнитным полем и предназначенного для поглощения энергии поля. Такой контур мог бы представлять собой большую медную трубу, окружающую соленоид. Доля полной энергии поля, которая выделяется в «медной трубе» при исчезновении магнитного поля, составляет

$$\frac{\int_0^{\infty} I_2^2 R_2 dt}{\frac{1}{2} L_{11} I_0^2} = k \frac{\tau_2}{\tau_1 + \tau_2}, \quad (18)$$

считая, что R_1 остается постоянным в течение времени изменения потока. Мы ввели здесь обозначения:

L_{11} и R_1 — самоиндукция и (нормальное) сопротивление обмотки магнита, включая ее внешнюю цепь;

L_{22} и R_2 — самоиндукция и сопротивление «медной трубы»;

L_{12} — взаимоиנדукция обеих цепей; и, наконец,

$$k = \frac{(L_{12})^2}{L_{11} L_{22}}, \quad \tau_1 = \frac{L_{11}}{R_1}, \quad \tau_2 = \frac{L_{22}}{R_2}. \quad (19)$$

Если можно сделать R_1 очень большим и приблизительно постоянным, эта доля может быть близка к единице, и тогда большая энергия будет без вреда рассеяна в «медной трубе».

ЭКОНОМИЧЕСКИЕ ВОПРОСЫ

С практической точки зрения интересно сравнить капитальные затраты и эксплуатационные расходы в случае обычных и сверхпроводящих магнитов. Мощность, которую необходимо затрачивать при работе соленоида обычного типа, может быть вычислена по формуле ⁶⁷

$$H = G \left(\frac{P \lambda}{r_i Q} \right)^{1/2}, \quad (20)$$

где H — магнитное поле в гауссах, P — затрачиваемая мощность в ваттах, λ — объемный фактор заполнения (отношение части объема обмотки, занятой проводником, к полному объему катушки), r_i — внутренний

радиус катушки в сантиметрах, ρ — удельное сопротивление катушки в единицах ом·сантиметр и G — величина, зависящая от геометрии катушки и распределения тока в обмотках.

Максимальное значение G для обмотки прямоугольного сечения при однородной плотности тока равно 0,18. Используя это значение и принимая подходящие значения $\lambda=0,7$ и $\rho=2,0 \cdot 10^{-6}$ ом·см (соленоид из меди при температуре немного выше комнатной), получаем рассчитанную зави-

симость мощности, рассеиваемой при комнатной температуре, от внутреннего радиуса для поля 30 и 100 кэс, изображенную двумя верхними кривыми на рис. 18.

Понижение температуры в случае чистых металлов приводит к значительному уменьшению электрического сопротивления и в известных условиях может снизить полную мощность, необходимую для работы магнита. Были предложены ^{68, 69} криогенные магниты, в которых применяются обмотки из натрия или алюминия, поддерживаемые при температуре 10—20° К. Алюминиевый магнит для получения больших магнитных полей, предназначенный для работы при 20° К, в настоящее время находится в стадии сборки в лаборатории Национального бюро стандартов США в Боулдере. Для этого магнита $\lambda=0,95$ и $\rho=3 \cdot 10^{-9}$ (с учетом изменения сопротивления в магнитном поле). Эта величина удельного сопротивления основана на данных для алюминия очень высокой чистоты в ненапряженном состоянии.

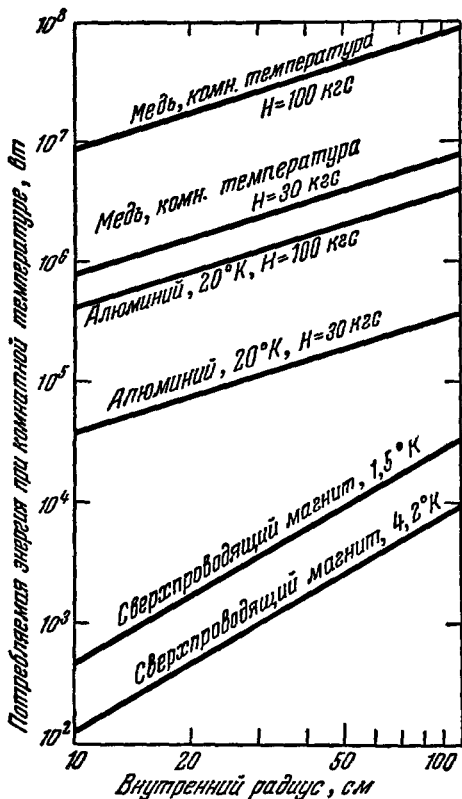


Рис. 18. Полная мощность, необходимая для питания магнита, работающего при комнатной температуре, магнита, охлаждаемого жидким водородом, и сверхпроводящего магнита; длина магнита в два раза больше внутреннего диаметра.

Охлаждающая система, необходимая для удаления джоулева тепла, которое выделяется в магните, работающем при 20° К, будет потреблять примерно 42 вт при комнатной температуре на каждый

1 вт, отнимаемый при 20° К. Две средние кривые на рис. 18 изображают рассчитанную необходимую мощность для работы в этих условиях. При расчете не учтено необходимое дополнительное охлаждение, связанное с теплоподводом по электрическим проводам и с несовершенством теплоизоляции.

В случае сверхпроводящего магнита необходимо рассматривать только паразитный теплоподвод через теплоизоляцию, крепление магнита и электрические провода. Для целей непосредственного сравнения с магнитом из нормального металла выбран сверхпроводящий соленоид, имеющий длину, определенную соотношением $l/2r_i=2$. Это длина, которая требуется для того, чтобы нормальный соленоид имел $G=0,18$. Однако если используется проволочка из сплава Nb_3Sn , для получения поля

100 кгс требуется толщина обмотки по радиусу $r_0 - r_i$, равная $5 \div 10$ см. В случае больших магнитов это намного меньше, чем для обычных магнитов, когда требуется $r_0/r_i \approx 3$.

Нижние две кривые на рис. 18 изображают мощность, затрачиваемую при работе сверхпроводящего магнита. Эти кривые приблизительно независимы от величины магнитного поля. Максимальное магнитное поле будет определяться характеристикой разрушения сверхпроводимости проволоки, использованной для намотки соленоида. При расчетах мы произвольно приняли, что изнутри и снаружи соленоид изолирован 2,5 см-слоем изоляции, имеющей среднюю теплопроводность, равную⁷⁰ $0,3 \cdot 10^{-6}$ *вт·см⁻¹ × град⁻¹*. Теплоподвод по креплению и электрическим проводам принят равным теплоподводу через изоляцию. Холодильная машина, используемая для поддержания магнита при 4,2° К, будет потреблять около 230 *вт* при комнатной температуре на каждый *вт* тепла, отнимаемого при 4,2°; в случае работы при 1,5° К эта величина возрастает примерно до 800 *вт* на каждый отнимаемый *вт*. Здесь использованы данные, относящиеся к холодильной технике сегодняшнего дня.

Даже в случае использования этой, сравнительно простой, изоляции эксплуатационные расходы для сверхпроводящего магнита значительно меньше, чем для любого из рассмотренных обычных магнитов. Более совершенная система изоляции, которую можно себе представить, — вероятно с использованием экрана при промежуточной температуре 77° К, — приведет к дальнейшему снижению эксплуатационных расходов.

При этом анализе предполагается, что сверхпроводящий магнит поддерживается при гелиевых температурах; при частых отогревах стоимость последующих охлаждений резко увеличит средние эксплуатационные расходы. Если жидкий гелий получать от внешнего поставщика и затем позволять гелию испаряться из дьюара, в котором находится магнит, без его улавливания — как принято в практике большинства лабораторий в США, — это также даст заметный рост эксплуатационных расходов.

Сравнение капитальных затрат для обычного и сверхпроводящего магнитов затруднительно, так как стоимость производства больших количеств проволоки из сплава молибдена с рением, сплава ниобия с оловом или другой пригодной проволоки в настоящее время неизвестна. Стоимость изготовления небольшого ниобиевого соленоида для получения поля 10 кгс, помещаемого внутри обычного стеклянного гелиевого дьюара, порядка 100 долларов.

Источник питания для сверхпроводящего магнита должен расходовать только мощность, теряемую во входных электрических цепях (находящихся в нормальном состоянии) и поэтому составляющую всего несколько ватт. При использовании незатухающего тока эта величина может быть уменьшена до нуля. Стоимость источника тока будет при этом совершенно ничтожной в сравнении со стоимостью источников киловаттных или мегаваттных мощностей, необходимых для обычных магнитов. Это особенно справедливо, если требуется, чтобы источник питания большой мощности обеспечивал очень малую величину колебаний тока. Капитальные затраты при использовании холодильной машины для поддержания криогенного магнита при 20° К составляют примерно 75 000 долларов на киловатт мощности, рассеиваемой при 20° К. Капитальные затраты в случае гелиевой холодильной машины для поддержания сверхпроводящего магнита при 4° К при наличии теплоподвода в несколько ватт будут, по-видимому, порядка 50 000 долларов. Поддержание сверхпроводящего магнита при 1,5° К при наличии такого же теплоподвода увеличит капитальные затраты примерно вдвое.

ПРИМЕНЕНИЯ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ МАГНИТОВ

Сверхпроводящие магниты малого размера для получения больших магнитных полей несомненно найдут себе применение в качестве лабораторного оборудования общего назначения. Оценка капитальных затрат и эксплуатационных расходов для таких магнитов делает их весьма привлекательными приборами для экспериментальных лабораторий. Многочисленные физические эксперименты требуют охлаждения изучаемого образца до температуры жидкого гелия и приложения к образцу магнитного поля. Обычно для этого требуется поместить образец в узкий отросток стеклянного дюара, который располагается между полюсами большого магнита с железным сердечником. Часто можно упростить и усовершенствовать экспериментальное устройство, используя сверхпроводящий магнит, расположенный в той же гелиевой ванне, которая используется для охлаждения образца. Умеренной ценой (вероятно, ценой лишь увеличения количества используемого гелия) можно достигнуть увеличения внутреннего диаметра соленоида до любого необходимого размера без уменьшения напряженности поля; тем самым можно ослабить ограничения на размер образца либо получить в заданном объеме более однородное поле. К этой категории экспериментов относятся эксперименты с кристаллическими парамагнитными усилителями (мазерами); эксперименты по циклотронному резонансу, эффекту де-Гааза—ван-Альфена и адиабатическому размагничиванию. Был описан простой прибор для адиабатического размагничивания с использованием сверхпроводящего соленоида⁷¹.

Эксперименты по резонансу обычно требуют чрезвычайно стабильных магнитных полей. Такие поля очень легко могут быть получены при помощи сверхпроводящих магнитов. Самым выгодным было бы использование незатухающего тока, однако практически добавочные колебания величины поля, обусловленные источником тока с внешним управлением, будут ничтожно малы. Эти поля с низким уровнем шумов должны иметь особенно большое практическое значение при применении в мазерах.

Электромагниты с железным сердечником, потребляющие большую мощность, являются камнем преткновения для многих исследовательских программ в физике частиц высоких энергий. Кроме самих синхротронов и циклотронов, эта категория установок включает в себя отклоняющие и фокусирующие магниты, магниты для пузырьковых камер и т. п. Беатрон, например, непрерывно рассеивает мощность 8 Мвт, обусловленную Джоулевым нагревом. Изготовление сверхпроводящего синхротрона или циклотрона было бы весьма сложным. Однако значительное снижение расходов на энергию и (в случае магнитов на 100 кгс) заметное возрастание энергии пучка являются привлекательными чертами такого проекта. Мощность, которая будет сэкономлена в случае использования отклоняющих и фокусирующих сверхпроводящих магнитов и магнитов для пузырьковых камер, может в некоторых случаях превосходить 1 Мвт. Дополнительное искривление следов частиц в пузырьковой камере со сверхпроводящим магнитом, дающим поле 100 кгс, вызовет уменьшение необходимого объема камеры либо, при заданном объеме камеры, увеличение области импульсов частиц, которые могут быть измерены.

Магниты с большой величиной поля и большим отверстием используются для удержания плазмы и в других магнитогидродинамических приложениях. Существенным параметром в физике плазмы является параметр

$$\beta = \frac{nkT}{H^2/8\pi} \quad (21)$$

— отношение теплового давления к давлению магнитного поля. Здесь n — число частиц, k — постоянная Больцмана и T — абсолютная температура. Для устойчивого поддержания плазмы необходимо малое значение β , однако если для получения требуемых больших полей используется обычный магнит, стоимость работы оказывается непомерно высокой. Сверхпроводящий магнит в основном устраняет эту экономическую трудность.

В некоторых из предложенных ⁷² систем ионного и плазменного горючего для ракет будут использоваться магнитогидродинамические устройства. Использование сверхпроводящих магнитов в этом случае приведет к огромным выгодам в отношении веса аппаратуры, поднимаемой на борту. Добавочное применение сверхпроводимости при космических полетах может состоять в использовании сверхпроводника для магнитного экранирования оборудования и персонала от космической радиации.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Старое предложение Камерлинг-Оннеса: устранить полностью теряемое Джоулево тепло, выделяющееся в катушках магнитов, путем применения сверхпроводящих обмоток — привело к получению полей 15 кгс в сверхпроводящих соленоидах и 25 кгс в электромагнитах с железным сердечником. Из сплава титана с молибденом, свинца с висмутом или какого-либо другого сплава, обладающего некоторой ковкостью, можно, по-видимому, наматывать соленоиды на 20—30 кгс. Вероятно, можно применить диспрозий или какой-либо другой металл, становящийся ферромагнитным при 4° К, для достижения полей порядка 40 кгс, а также для улучшения формы поля. Однако, наиболее интригующая возможность состоит в достижении полей порядка 100 кгс в сверхпроводящих соленоидах, намотанных проволокой из сплава Nb₃Sn (который в настоящее время имеется только в небольших количествах, достаточных лишь для проведения экспериментов). Теория предсказывает, что та же конечная цель может быть достигнута с использованием тонких сверхпроводящих пленок, однако недостаток экспериментальных данных и очевидные технические трудности делают этот способ менее привлекательным, чем использование проволоки из Nb₃Sn.

Конструирование небольших сверхпроводящих магнитов для получения слабых полей не представляет особых трудностей. В установках с большим объемом поля должны быть приняты меры защиты магнита в случае, если проволока в процессе работы перейдет в нормальное состояние. В установках для получения полей с большой напряженностью необходимо тщательно рассмотреть влияние давления, оказываемого полем, на обмотки магнита. Большая временная постоянная сверхпроводящего магнита снижает колебания напряженности поля, вызванные внешними наводками, до очень низкой величины.

Небольшие сверхпроводящие магниты для получения полей малой напряженности могут дать возможность строить более удобные экспериментальные устройства в случае, если гелиевые температуры используются по иным причинам. Небольшие сверхпроводящие соленоиды для получения сильных полей (100 кгс) должны сделать поля такой величины значительно более доступными, чем в настоящее время. Большие сверхпроводящие магниты могут явиться очень полезными в приложениях, при которых основную часть затрат составляет стоимость энергии питания обычного магнита. Сюда относятся такие применения, как большие ускорители, отклоняющие магниты, магниты пузырьковых камер, магнитогидродинамические генераторы и исследования плазмы.

ПОСЛЕДНИЕ РАЗРАБОТКИ

Разработка новых материалов и новых методов изготовления сверхпроводящих магнитов для получения сильных полей идет очень интенсивно. Несомненно, что еще до опубликования данной статьи появятся новые разработки в этой области.

Результаты, полученные недавно Кунцлером ⁷³, показывают, что критические поля Nb_3Sn при токе, равном нулю, получаемые экстраполяцией

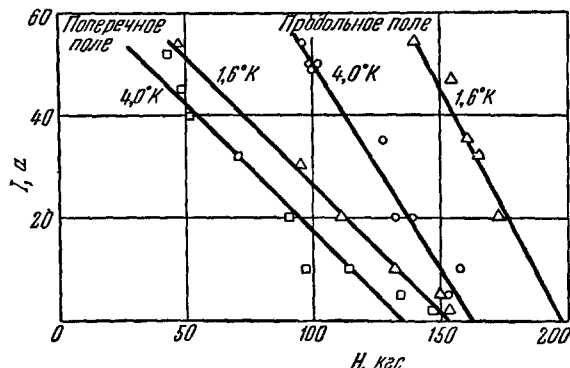


Рис. 19. Характеристики ток — поле для проволоки из Nb_3Sn (в ниобиевой оболочке) диаметром 0,63 мм, выдержанной 16 часов при $900^\circ C$.

к температуре абсолютного нуля, лежат между 200 и 300 кэс. На рис. 19 изображены характеристики критический ток — критическое поле для одного из образцов Nb_3Sn , полученные авторами с использованием импульсных полей до 185 кэс. Данные, полученные методом импульсного поля, приводятся также Арпом ⁷⁴, Беттертоном ⁷⁵ и Хартом ⁷⁶.

К числу других материалов, которые могут оказаться даже более полезными, чем Nb_3Sn , относятся сплавы ниобия с цирконием и молибдена с технецием. Результаты, полученные Кунцлером ⁷⁷, говорят о том, что образцы ниобия с добавкой 33 атомных процентов циркония, подвергнутые холодной протяжке (коэффициент деформации около 95%), выдерживают пропускание тока с плотностью 10^4 а/см^2 в поле 80 кэс. Другую возможность дает сплав молибдена с, примерно, 30 атомными процентами технеция. Его критическая температура лежит выше $17^\circ K$, и, как указывает Маттиас ⁷⁸, его критическое поле может значительно превосходить критическое поле Nb_3Sn .

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. H. K. Onnes, Commun. Phys. lab. Univ. Leiden, No. 122b (1911).
2. T. A. Buchhold, Sci. Amer. 203, 74 (March, 1960).
3. H. K. Onnes, Commun. Phys. lab. Univ. Leiden, No. 133d (1913).
4. H. K. Onnes, Commun. Phys. lab. Univ. Leiden, No. 139f (1914).
5. W. J. De Haas and J. Voogd, Commun. Phys. lab. Univ. Leiden, No. 214b (1931).
6. W. H. Keesom, Commun. Phys. lab. Univ. Leiden, No. 234f (1935).
7. Ю. Н. Рябинин, Л. В. Шубников, Phys. Z. Sowjetunion 7, 122 (1935); Nature (Lond.) 135, 581 (1935).
8. S. H. Autler, Rev. Sci. Instrum. 31, 369 (1960).
9. J. E. Kunzler, E. Buehler, F. S. L. Hsu, B. T. Matthias and C. W.ahl, J. Appl. Phys. 32, 325 (1961).
10. J. E. Kunzler, E. Buehler, F. S. L. Hsu and J. H. Wernick, Phys. Rev. Lett. 6, 89 (1961).
11. A. F. Hildebrand and D. D. Elleman, Bull. Amer. Phys. Soc. 5, 111 (1960).
12. J. Bardeen, L. N. Cooper and J. R. Schrieffer, Phys. Rev. 108, 1175 (1958).
13. Н. Н. Боголюбов, ЖЭТФ 34, 58 (1958).
14. W. Desorbo, Proceedings of the VIth International Conference on Low Temperature Physics, University of Toronto Press, Toronto, 1961, стр. 367.
15. Ю. В. Шарвин, В. Ф. Гантмахер, см. ¹⁴, стр. 370.
16. C. A. Shiffman, см. ¹⁴, стр. 373.

17. F. Haenssler and L. Rinderer, см.¹⁴, стр. 375.
18. А. А. Абрикосов, ЖЭТФ 32, 1442 (1957).
19. F. London and H. London, Physica 2, 341 (1935).
20. Замечание Аутлера (S. H. Autler), приведенное в статье Арпа и Крошота, Advances in Cryogenic Engineering, Vol. 6, Plenum, New York, 1961, стр. 166.
21. R. G. Mills (Принстонский университет), неопубликованные данные.
22. F. Trombe, Compt. rend. 221, 19 (1945).
23. D. R. Behrendt, S. Legvold and F. H. Spedding, Phys. Rev. 109, 1544 (1958).
24. B. L. Rhodes, S. Legvold and F. H. Spedding, Phys. Rev. 109, 1547 (1958).
25. D. B. Cook, M. W. Zemansky and H. A. Boorse, Phys. Rev. 80, 737 (1950).
26. T. G. Berlincourt, Phys. Rev. 114, 969 (1959).
27. M. A. R. Le Blanc and W. A. Little, см.¹⁴, стр. 362.
28. Неопубликованные данные, полученные в Массачусеттском технологическом институте, Стэнфордском университете и Национальном бюро стандартов.
29. S. H. Autler, Данные, представленные на сессии Американского физического общества в Нью-Йорке в 1961 г., см. Bull. Amer. Phys. Soc. 6, 64 (1961).
30. Р. Арон, Н. С. Хитчкок, неопубликованные данные.
31. Б. Г. Лазарев, А. А. Галкин, J. Phys. (Moscow) 8, 371 (1944).
32. T. G. Berlincourt, J. Phys. Chem. Solids 11, 12 (1959).
33. T. G. Berlincourt, J. Phys. Chem. Solids (в печати).
34. R. M. Bozorth, A. J. Williams and D. D. Davis, Phys. Rev. Lett. 5, 148 (1960).
35. Д. Шенбергер, Сверхпроводимость, М., ИЛ, 1955, стр. 160.
36. Н. Е. Алексеевский, J. Phys. (Moscow) 4, 401 (1944).
37. V. Arp and R. H. Kropschot, Advances in Cryogenic Engineering, Vol. 6, Plenum, New York, 1961, стр. 166.
38. F. London, Superfluids, Vol. I, Wiley, New York, 1950.
39. В. Л. Гинзбург, Л. Д. Ландау, ЖЭТФ 12, 1064 (1950).
40. А. А. Абрикосов, ДАН СССР 86, 498 (1952).
41. В. Л. Гинзбург, ЖЭТФ 30, 593 (1956).
42. Л. П. Горьков, ЖЭТФ 36, 1918 (1959); Soviet Physics—JETP 9, 1364 (1959).
43. A. B. Pippard, Proc. Roy. Soc. A216, 547 (1953).
44. W. B. Ittner, III, Phys. Rev. 119, 5 (1960).
45. P. B. Miller, Phys. Rev. 113, 1209 (1959).
46. M. Tinkham, Phys. Rev. 110, 26 (1958).
47. R. H. Parmenter, Phys. Rev. 116, 1390 (1959).
48. Н. И. Гинзбург, А. И. Шальников, ЖЭТФ 37, 399 (1959), Soviet Phys.—JETP 10, 285 (1960).
49. R. Glover, III, Low Temperature Physics and Chemistry, University of Wisconsin Press, Madison, 1958, стр. 330.
50. E. C. Crittenden, Jr., J. N. Cooper, F. W. Schmidlin and A. J. Learn, Structure and Properties of Thin Films, J. Wiley, New York, 1959, стр. 282.
51. J. W. Bremer and V. L. Newhouse, Phys. Rev. 116, 309 (1959).
52. D. M. Ginsburg and M. Tinkham, Bull. Amer. Phys. Soc. 3, 338 (1958).
53. G. M. Androes and W. D. Knight, Phys. Rev. 121, 779 (1961).
54. Н. В. Заварицкий, ДАН СССР 87, 229 (1952).
55. Е. С. Хухарева, А. И. Шальников, ДАН СССР 99, 735 (1954).
56. L. Van Gerven and F. Heremans, Verh. Kon. vlaams. Acad. Wet. 42 (1953).
57. J. F. Marchand and A. Venema, Philips Res. Repts 14, 427 (1959).
58. H. Levenstein, J. Appl. Phys. 20, 306 (1949).
59. H. Meissner, Phys. Rev. Lett. 2, 458 (1959).
60. S. Chandrasekhar and E. Fermi, Astrophys. J. 118, No 1 (1953).
61. S. Lundquist, Ark. fys. 2, 363 (1950).
62. S. Chandrasekhar and L. Woltjer, Proc. Nat. Acad. Sci. Wash. 44, 285 (1958).
63. H. P. Furth, M. A. Levine and R. W. Waniek, Rev. Sci. Instrum. 28, 949 (1957).
64. D. R. Wells, неопубликованные данные.
65. K. Mendelssohn, Nature (Lond.) 132, 602 (1953).
66. Jet Propulsion Laborat. Res. Report, No. 36—4, стр. 6.
67. J. D. Cockroft, Philos. Trans. 227, 317 (1928).
68. R. F. Post and C. E. Taylor, Advances in Cryogenic Engineering, Vol. 5, Plenum, New York, 1960, стр. 13.

69. R. J. Corruccini (Лаборатория криогенной техники Национального бюро стандартов), неопубликованные данные.
 70. R. H. Kropschot, *Cryogenics* **1**, 171 (1961).
 71. V. Arp and R. H. Kropschot, *Rev. Sci. Instrum.* **32**, 217 (1961).
 72. F. Hendel, *J. Chem. Engr.* **68**, 99, 131 (1961).
 73. J. E. Kunzler, *Bull. Amer. Phys. Soc.* **6** (Post Deadline Paper given at American Physical Society Meeting in Monterey, California, March 1961).
 74. V. Arp, R. H. Kropschot, J. H. Wilson, W. F. Love and R. Phelan, *Phys. Rev. Lett.* **6**, 452 (1961).
 75. J. O. Betterton, R. W. Boom, G. D. Kneip, R. E. Worsham and C. E. Roos, *Phys. Rev. Lett.* **6**, 532 (1961).
 76. H. R. Hart, *Bull. Amer. Phys. Soc.* **6**, 308 (1961).
 77. J. E. Kunzler, *Bull. Amer. Phys. Soc.* **6**, 298 (1961).
 78. B. T. Matthias, *Bull. Amer. Phys. Soc.* **6**, 298 (1961).
-