

Как следует из экспериментальных данных, $u_{\phi}^{\prime}(E=900 \text{ МэВ})/u_{\phi}^{\prime}(E=500 \text{ МэВ}) \approx 1.5$, а теоретическое значение этой величины для энергий электронов 900 и 500 МэВ составляет 1.34.

Таким образом, динамический механизм достаточно полно описывает основные закономерности ориентационной зависимости амплитуды акустического сигнала, возникающего при движении электронов вблизи кристаллографической оси кристалла. При этом зависимость параметров ориентационной кривой от характеристик кристалла позволяет использовать явление ориентационного акустического излучения для исследования твердых тел. Также отметим, что использование столь толстого кристалла не привело к заметному «размыванию» ориентационного акустического эффекта. На основе динамического механизма возбуждения упругих волн в кристаллах возможно проводить ориентацию не только тонких монокристаллических мишеней [6], но и сравнительно толстых ($\sim 0.1-0.2$ рад. длин).

Литература

- [1] Воробьев С. А., Денисов Ф. П., Забаев В. Н. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1980. Т. 6. Вып. 3. С. 165—168.
- [2] Блажевич С. В., Морозовский В. Л. // ЖТФ. 1980. Т. 50. Вып. 1. С. 197—198.
- [3] Алейник А. Н., Воробьев С. А., Забаев В. Н. и др. // Изв. вузов. Физика. 1988. № 2. С. 117—118.
- [4] Ильин С. И. // Тез. докл. XVII совещания по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами. М., 1987. С. 28.
- [5] Денисов Ф. П., Забаев В. Н., Ильин С. И. и др. // Тр. XI совещания по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами. М., 1982. С. 290—294.
- [6] Денисов Ф. П., Забаев В. Н., Ильин С. И. и др. // ПТЭ. 1982. № 2. С. 23—25.

Научно-исследовательский институт ядерной физики при Томском политехническом институте им. С. М. Кирова

Поступило в Редакцию
4 января 1988 г.

В окончательной редакции
8 апреля 1988 г.

СВЕРХПРОВОДЯЩИЙ СФЕРИЧЕСКИЙ ПОДВЕС В ПОЛЕ СОЛЕНОИДА С ТОКОМ

А. И. Спицын, Е. А. Личман

В литературе имеется значительное число работ, посвященных расчету силовых характеристик сверхпроводящих электромагнитных подвесов [1-3]. Их результаты используют при разработках инерциальных навигационных систем [4] и сверхпроводящих гравиметров [5]. Однако все работы по данной тематике посвящены расчету отдельных случаев при заданных размерах соленоида и сферы или расчету подвесов в магнитном поле одного или двух витков с током. Результаты общих исследований относительно силовых характеристик сферического подвеса и интервалов его устойчивости в состояниях равновесия при различных относительных размерах соленоида и сферы в литературе отсутствуют. Отсутствует также обсуждение отличий в характеристиках для двух режимов работы соленоида: в режиме, реализуемом при постоянном значении тока, протекающего по обмотке соленоида, и в режиме постоянства магнитного потока, реализуемом при наличии соленоида со сверхпроводящей катушкой, накоротко замкнутой на себя. Данная работа восполняет существующий пробел, и ее результаты будут полезны при проектировании приборов на основе сверхпроводящих подвесов.

Рассмотрим сверхпроводящий шар с радиусом R , центр которого находится на оси z соленоида в виде тонкостенного цилиндра длиной l и радиусом A . Энергию, запасенную в магнитном поле соленоида в присутствии сферы, можно представить в виде [6]

$$W = \frac{1}{2} L J^2, \quad L = L_0 + L_{\text{вн}}, \quad (1)$$

где J — ток, протекающий по витку соленоида; L — индуктивность соленоида в присутствии сферы; L_c — собственная индуктивность соленоида, а $L_{\text{вн}}$ — вносимая индуктивность, возникающая из-за влияния, оказываемого сверхпроводящей сферой. Вносимая индуктивность $L_{\text{вн}} < 0$, что приводит к тому, что индуктивность $L < L_c$ и стремится к величине L_c , когда координата центра сферы $z \rightarrow \infty$.

При дальнейшем рассмотрении будем различать два случая: 1) когда ток, текущий по обмотке соленоида, постоянен $J = \text{const}$ и 2) когда в соленоиде со сверхпроводящим проводом заморожен магнитный поток $\Phi = LJ = \text{const}$.

В режиме постоянного тока сила, действующая на сверхпроводящую сферу, центр которой расположен в точке на оси z , есть

$$F_z = \frac{dW}{dz} = \frac{1}{2} J^2 \frac{dL}{dz}, \quad F_r = \frac{1}{2} J^2 \frac{dL}{dr} = 0. \quad (2)$$

Коэффициенты осевой и радиальной жесткостей на оси z соответственно равны

$$K_{zJ} = -\frac{dF_z}{dz} = -\frac{1}{2} J^2 \frac{d^2L}{dz^2},$$

$$K_{rJ} = -\frac{dF_r}{dr} = -\frac{1}{2} J^2 \frac{d^2L}{dr^2}. \quad (3)$$

В случае короткозамкнутого соленоида магнитный поток через витки катушки остается постоянным $\Phi = \text{const}$ при смещении сферы вдоль оси z . Соотношения для составляющих силы $\mathbf{F} = -\text{grad } W$ будут совпадать с соотношениями, даваемыми (2).

Дифференцируя соотношение (3) по z и r , с учетом равенства $LJ = \text{const}$ для коэффициентов жесткости получим

$$K_{z\Phi} = K_{zJ} + \frac{J^2}{L(z)} \left(\frac{dL}{dz} \right)^2, \quad K_{r\Phi} = K_{rJ} + \frac{J^2}{L(z)} \left(\frac{dL}{dr} \right)^2 = K_{rJ} = K_r. \quad (4)$$

В состояниях равновесия сферы ее вес $P = mg$ уравновешивается силой, действующей на тело со стороны магнитного поля

$$F_z = \frac{1}{2} J^2 \frac{dL}{dz} = P. \quad (5)$$

Если тело совершает одномерные колебания вдоль заданного направления, то собственная частота механических колебаний связана с коэффициентом жесткости соотношением $f = 1/2\pi \sqrt{K/m}$. Из соотношений (3)–(5) для собственных частот осевых и радиальных колебаний в состояниях устойчивого равновесия на оси z для двух режимов находим

$$f_{zJ} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{g \frac{K_{zJ}}{F}}, \quad f_{z\Phi} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{g \left(\frac{K_{zJ}}{F} + \frac{2}{L} \frac{dL}{dz} \right)},$$

$$f_{r\Phi} = f_{rJ} = f_r = \frac{1}{2\pi} \sqrt{g \frac{K_r}{F}}. \quad (6)$$

При расчете силовых характеристик сверхпроводящей сферы соленоид представлялся в виде набора круговых колец. Расчет проводился по соотношениям, использующим коэффициенты разложения скалярного потенциала по полиномам Лежандра [7–9].

Зависимости величин f_{zJ} , $f_{z\Phi}$ и f_r от z/l , где координата z отсчитывается от среднего сечения соленоида, для частного случая приведены на рис. 1. Первые две величины возрастают с увеличением z от 0, достигают максимума и монотонно убывают. Собственная частота радиальных колебаний f_r является монотонно убывающей до нуля функций z . Интервалу устойчивости по оси z соответствуют значения координат, заключенные между точками, где f_{zJ} (или $f_{z\Phi}$ для режима, при котором $\Phi = \text{const}$) и f_r обращаются в нуль. Как следует из соотношений (4) и (6) и наглядно видно из рис. 1, собственная частота колебаний вдоль оси z в режиме $\Phi = \text{const}$ всегда больше соответствующей величины в режиме $J = \text{const}$, а следовательно, величина интервала устойчивости в первом режиме будет также больше, чем во втором.

Отметим, что координаты максимумов f_{zJ} и $f_{z\Phi}$ (эти величины определяют и максимальный коэффициент жесткости при фиксированном весе тела) не попадают в интервал устойчивости и расположены правее него (рис. 1).

На рис. 2 приводятся зависимости приведенных координат точек z_j/l (сплошные линии) и z_r/l (штриховые линии), где собственные частоты механических колебаний f_{zJ} и f_r обращаются в нуль, от приведенной величины отношения радиуса соленоида к радиусу сверхпроводящей сферы при различных величинах l/A . Разность ординат точек при фиксированном значении A/R для зависимостей z_r/l и z_j/l от A/R при одном и том же значении l/A дает соот-

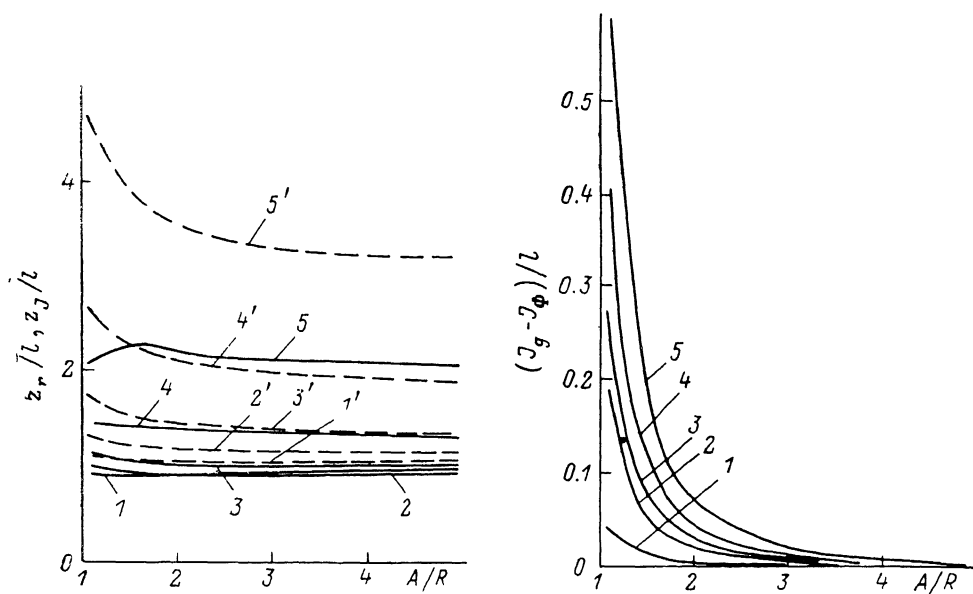


Рис. 2. Зависимости координат концов интервалов устойчивости от величины A/P при различных значениях l/A .

l/A : 1, 1' — 5; 2, 2' — 2, 3, 3' — 1; 4, 4' — 0.5, 5, 5' — 0.25.

Рис. 3. Зависимости приведенных разностей координат левых концов интервалов устойчивости в режимах $J = \text{const}$ и $\Phi = \text{const}$ от A/P при различных значениях величин l/A .

l/A : 1 — 5, 2 — 2, 3 — 1, 4 — 0.5, 5 — 0.25.

ветствующую величину интервала устойчивости в режиме постоянного тока, отнесенную к длине соленоида. Величина интервала устойчивости увеличивается при увеличении радиуса сферы и неизменных размерах соленоида. При увеличении длины соленоида отношение z_j/l уменьшается и по величине становится мало отлично от единицы. Это соответствует тому, что максимум зависимости силы от координаты для длинного соленоида достигается примерно у торца соленоида.

Как отмечалось выше, координаты z_Φ , где величина $f_{z\Phi}$ обращается в нуль, всегда меньше, чем соответствующая величина z_j . Разности координат левых концов интервала устойчивости в зависимости от A/R для различных значений l/A приведены на рис. 3. Разность тем значительней, чем больше радиус сверхпроводящей сферы, и резко уменьшается при стремлении радиуса сферы к нулю. Это соответствует тому, что величина $L_{вн}$, а следовательно, и производная $dL_{вн}/dz$, входящая в соотношение для коэффициента жесткости $K_{z\Phi}$ (4), уменьшается при уменьшении радиуса сферы.

Литература

- [1] Белоозеров В. Н., Левин Н. Л., Никулин М. Г. // ЖТФ. 1970. Т. 40. Вып. 4. С. 669—672.
- [2] Рябов Б. А., Горшков В. А., Рябов А. Б. и др. // Космические исследования. 1972. Т. 10. Вып. 4. С. 515—519.
- [3] Менде Ф. Ф., Дубров Н. Н., Спицын А. И. // ЖТФ. 1981. Т. 51. Вып. 3. С. 666—669.
- [4] Малеев П. И. Новые типы гироскопа. Л.: Судостроение, 1971. 53 с.
- [5] Менде Ф. Ф., Спицын А. И. Поверхностный импеданс сверхпроводников. Киев: Наукова думка, 1975. 240 с.

- [6] Сплицын А. И., Менде Ф. Ф., Личман Е. А., Чаркин В. А. Деп. в ВИНТИ. Харьков, 1987. № 1376-B87. 33 с.
 [7] Mauban J., Mundel E. // IEEE Transaction. 1965. Vol. ANE-12. N 2. P. 148—166.
 [8] Рябов А. Б. // Электричество. 1969. № 4. С. 71—73.
 [9] Урман Ю. М. // Изв. вузов. Приборостроение. 1973. Т. 16. С. 72—76.

Физико-технический
 институт низких температур
 АН УССР
 Харьков

Поступило в Редакцию
 25 января 1988 г.

**ДЕФОРМАЦИЯ ОРИЕНТИРОВАННОГО ПРЕВРАЩЕНИЯ
 ПРИ НАВОДОРОЖИВАНИИ МЕТАЛЛОВ Va ГРУППЫ**

М. Я. Кац, Л. В. Спивак

Высокий коэффициент диффузии водорода в металлах Va группы при комнатной температуре позволяет создавать уникальные ситуации, при которых одна и та же система может вести себя и как замкнутая, и как открытая. Микродеформация при наводороживании и эффект памяти формы (ЭПФ) в ванадии и ниобии [1, 2] — частные случаи таких ситуаций.

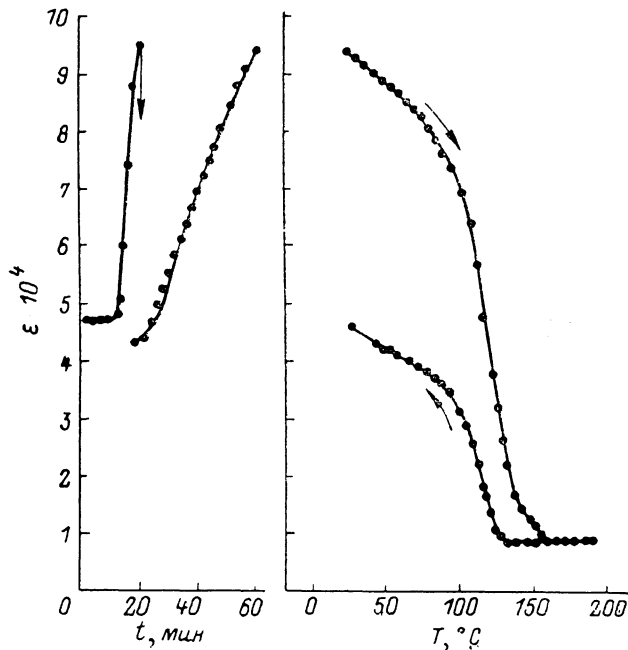


Рис. 1. Влияние продолжительности наводороживания под нагрузкой (20 МПа) и после снятия нагрузки (стрелки) на деформацию ванадия и эффект памяти формы при последующем нагреве и охлаждении наводороженного сплава. Плотность катодного тока 200 А/м².

В основе ЭПФ обычно лежит направленный рост кристаллографически упорядоченных фаз при температурно-силовом воздействии [3]. Реализуемый при этом эффект пластичности превращения (ЭПП) представляет собой накопление деформации прямого мартенситного превращения при охлаждении под нагрузкой через температурный интервал фазового перехода. Считается, что если на каком-то этапе охлаждения снять ориентирующее поле внешних напряжений, то прекратится и накопление деформации. В действительности дело не всегда обстоит так просто. Первоначально на сплавах Mn—Cu [4], а затем TiNiCu и TiNiFe [5, 6] было обнаружено, что накопление деформации часто имеет место и после удаления внешней нагрузки. В работе [3] этот эффект классифицируется как деформация ориентированного пре-