

В. К. АРКАДЬЕВ, член-корреспондент АН СССР

### О СИЛАХ, ДЕЙСТВУЮЩИХ НА ДИАМАГНИТНЫЕ ТЕЛА

П. Н. Лебедев в 1911 г. указал принцип абсолютного астазирования подвижной магнитной системы. Его прием состоял в присоединении к парамагнитному подвесу диамагнитных частей<sup>(1)</sup>. Браунбек<sup>(2)</sup> недавно исследовал аналогичный вопрос в общем виде. Исходя из обычных формул<sup>(3)</sup>, он рассчитал напряженность магнитного поля, необходимую для того, чтобы магнитные силы преодолели вес диамагнитного тельца  $vd$  в несколько мг и заставили его парить. Действительно, сила перемещения

$$f = v\chi_0 H \frac{dH}{dr};$$

для обычных диамагнитных тел находим

$$H \frac{dH}{dr} = \frac{gd}{\chi} = \frac{g}{\chi},$$

где  $\chi$  — удельная восприимчивость. Вследствие малости  $\chi$  поле  $H$  и его градиент  $dH/dr$  приходится брать очень большими. Необходимая напряженность поля в опытах Браунбека составляла около 23 000 э. Прикрепляя нужные объекты к диамагнитному шарикю, парящему между концами большого электромагнита, можно было бы в вакууме осуществить подвес, совершенно лишенный всякого трения.

Применяя сильно диамагнитные тела, каковыми являются сверхпроводники, можно при небольшом магнитном поле иметь подвес с большой подъемной силой.

Обертывая задачу, можно заставить над сверхпроводником парить магнит.

Сверхпроводник рассматривают как тело с магнитной проницаемостью  $\mu = 0$ . Ни одна силовая линия поля магнита не входит в сверхпроводящую пластинку. Это значит, что вблизи пластинки линии магнитного потока магнита деформируются так, что их границей является поверхность пластинки, т. е. плоскость. Это может быть только тогда, когда в поверхности пластинки получается магнитное изображение магнита, в точности и во всех отношениях ему равное и симметрично с ним расположенное относительно поверхности. При этом силовой поток магнита оказывается односторонне сжатым. Вследствие этого сверхпроводящая пластинка должна действовать отталкивающим образом на всякий магнит. Когда эта сила отталкивания равна весу магнита, то он парит над пластинкой. Если прямой магнит длины  $l$  перпендикулярен поверхности и находится от нее на расстоянии  $h$ , большом по сравнению с длиной  $l$ , то сила отталкивания от поверхности может быть вычислена следующим образом.

Поле магнита на его оси на расстоянии  $2h = r$  от него, как известно, равно

$$2M/r^3, \quad (1)$$

где  $M = ql$  — магнитный момент магнита, а  $q$  — магнитная масса его полюса. Действие этого поля на магнит есть

$$f_{\perp} = 2Mq \left( \frac{1}{r^3} - \frac{1}{(r+l)^3} \right) = \frac{6M^2}{r^4}. \quad (2)$$

Если магнит параллелен поверхности, то при  $r$  большом по сравнению с  $l$

$$f_{\parallel} = \frac{3M^2}{r^4}. \quad (3)$$

Мы видим, что  $f_{\parallel} < f_{\perp}$ . Поэтому магнит, падающий на сверхпроводящую поверхность, примет положение, ей параллельное. Эта сила  $f_{\parallel}$  при парении равна весу  $vgd$ ; полагая  $M = vI$ , найдем для большой высоты парения  $h$ , когда  $h$  много больше  $l$ ,

$$h = \frac{1}{2} \sqrt[4]{\frac{3vI^2}{gd}}. \quad (4)$$

Так как объем  $v$  пропорционален кубу линейных размеров:  $v = ka^3$ , то

$$\frac{h}{a} = \frac{1}{2} \sqrt[4]{\frac{3kI^2}{agd}}. \quad (5)$$

Это значит, что относительная высота парения тем больше, чем меньше размеры магнита.

Полагая  $I = 300$ ,  $d = 7$  и  $g = 981$ , найдем

$$\frac{h}{a} = 1,11 \sqrt[4]{\frac{k}{a}}.$$

Последняя формула, очевидно, верна только при больших  $h/a$ . Переходя к молекулярным размерам и полагая  $k = 1$  и  $a = 10^{-8}$  см, найдем

$$h/a = 111.$$

Это значит, что атомы серебра опыта Штерна и Герляха при медленном падении на сверхпроводящую поверхность и достаточно низкой температуре не будут садиться. Они должны парить на высоте порядка сотой микрона. Поле у поверхности сверхпроводника  $2M/h^3$  — сотые эрстеда.

Явление будет проще всего, если поле магнита  $H$  около пластинки не превосходит критического поля сверхпроводника  $H_{кр}$ . Для оценки поля  $H$  были произведены опыты с двумя нифералиевыми магнитами; один магнит при помощи направляющих удерживался над другим, который играл роль изображения, находящегося под горизонтальной поверхностью сверхпроводника. Такие опыты нам показали, что магнит весом  $p$  от 1 до 8 г и длиной от 1,5 до 3 см держится над другим таким же магнитом на расстоянии их осей около 1 см, независимо от размера. Магнитная масса

$$q = r\sqrt{pq/2}.$$

Максимальное значение поля  $H$  в середине, когда магниты сближены, т. е. когда магнит длины  $l$  лежит на поверхности сверхпроводника, равно

$$H = \frac{16}{l^2} r \sqrt{\frac{pq}{2}}.$$

Таким образом находим  $H = 111 - 157$  э.

При парении напряженность поля будет меньше. Мы видим, что это поле значительно меньше критического поля свинца, которое достигает 700 э. при  $2,7^\circ$  К.

Описанные явления возможны благодаря тому, что магнитное поле изображения заметно не размагничивает самый магнит. Для этого он должен обладать достаточной коэрцитивной силой  $H_c$ .

Железо-никеле-алюминиевая сталь с  $H_c = 500$  для этого вполне достаточна. Приближение к сверхпроводящей поверхности вольфрамового магнита или магнита из углеродистой стали его размагничивает настолько, что он не может преодолеть своего веса и потому не может парить, если его размеры не очень малы. Магниты из углеродистой стали могут парить только при размерах  $0,5 \times 9$  мм и весе в несколько мг.

Вертикально стоящий длинный прямой магнит может быть использован для парения зонтикообразной оболочки из сверхпроводника (лишенная трения топка на керне компаса). У Максвелла (4) приведена диаграмма, которая может быть использована для расчета в предположении, что полюс магнита представляет собой точечный заряд. На диаграмме представлен ход силовых линий около двух зарядов одного знака, из которых один в четыре раза сильнее другого. Более сильный заряд заставляет силовые линии более слабого загибаться назад, так что они ограничиваются поверхностью 6-го порядка, которая представляет собой притупленный конус с углом при вершине около  $107^\circ$  и с радиусом кривизны около  $3h$ . Эта поверхность и представляет собой нашу зонтикообразную оболочку. Сильный заряд представляет собой магнитное изображение слабого. Оно отстоит от оболочки в два раза дальше, чем точечный полюс магнита. Отталкивательная сила между полюсом и оболочкой  $4q^2/9h^2$ , между полюсом и плоскостью  $q^2/4h^2$ . Первая в  $16/9$  раза больше второй. При вращении такой поверхности около ее оси, проходящей через ось магнита, образующимся в ней токам Фуко не придется менять положения в сверхпроводнике, что имеет место при вращении магнита, парящего над плоскостью или над слабо вогнутой поверхностью.

Описанные здесь соображения о парении магнитов, впервые доложенные 12 декабря 1944 г. на конференции Московского государственного университета «Современные проблемы науки», по моей просьбе были осуществлены на опыте в Институте физических проблем Академии Наук в Москве в январе 1945 г. Намагниченный нифералиевый брусочек квадратного сечения  $4 \times 4$  мм и длиной 1 см был брошен на вогнутый свинцовый диск диаметром около 4 см, находившийся на дне сосуда Дьюара с жидким гелием. Совершив несколько упругих прыжков по вертикали, магнит после ряда сложных быстрых колебательных движений установился в горизонтальном положении над свинцом на высоте многих мм. Когда, после испарения гелия, температура свинца поднялась и он потерял сверхпроводимость, магнит спокойно лег на диск. Приношу глубокую благодарность директору института академику П. Л. Капице за предоставление возможности осуществить этот опыт.

Парение над сверхпроводящей поверхностью магнитов малого размера может быть применено к изучению сверхпроводящих вкраплений в металле при низких (а может быть и при не очень низких!) температурах. Микроскопические магнитики будут скатываться в части с обычной проводимостью. Методика такого наблюдения будет сходна с методикой получения так называемых биттеровских фигур при помощи эмульсий из магнитных порошков. Соответствующий критерий позволит отличать магнитные домены от доменов сверхпроводимости.

Цилиндрический колпачек диаметром  $4h$  можно рассчитать путем сложения поля точечного заряда  $q$  и однородного поля  $H = \frac{q}{h^2}$ , где  $h$  — расстояние от дна. При радиусе кривизны дна  $1,6h$  см  $f = \frac{q^2}{h^2}$  дины. При том же расстоянии от плоскости, как легко видеть, сила в 4 раза меньше (диаграмма построена В. М. Гойтаниковым).

Поступило  
26 XII 1944

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- <sup>1</sup> П. Н. Лебедев, ЖФРХО, часть физич., **43**, 125 (1911); Phys. Z., **13**, 324 (1912).  
<sup>2</sup> W. Braunbek, Z. f. Phys., **112**, 764 (1939). <sup>3</sup> В. К. Аркадьев, Эл-магн. процессы в металлах, ч. 1, 1935, стр. 176. <sup>4</sup> J. Cl. Maxwell, Treatise in El., **1**, § 118 and 156, tab. II, Oxford, 3 th., 1904.