

частоте 1 кГц равной 10^{-6} м, получаем, что необходимо их ослабление более чем в 10^{16} раз (–320 дБ). Ослабление в 160 дБ может быть обеспечено при комнатной температуре демпферами, составленными из резиновых и стальных пластин. Очень важным моментом является развязка ванны с кипящим гелием от сферы, как это показано на рис. 3.

Тепловые экраны обеспечивают защиту машины растворения и закреплены независимо друг от друга на бетонной опоре. При дальнейшем демпфировании доминантным фактором становится тепловой шум, что означает необходимость низкотемпературной защиты.

Интересной представляется возможность использования нового типа низкотемпературных демпферов на базе сильфонов, заполненных жидким гелием.

При давлении 20 атм гелий деформируется под максимальной нагрузкой на 15 %, тогда как сталь с модулем Юнга $E = 2 \cdot 10^{11}$ Па — лишь на 0,2 %.

Если позаботиться о том, чтобы давление не превышало давления затвердевания (скажем, 20 атм), то частота такой пружины будет почти в 10 раз ниже, чем эквивалентной стальной. Оценка степени ослабления одним элементом подвески (две медные пластины и 8 сильфонов диаметром 30 см) дает значение около 55 дБ вместо 30 дБ для схожей, но традиционной подвески [29]. Таким образом, можно надеяться на суммарное ослабление вибраций в 160 дБ при комнатной температуре плюс 165 дБ за счет гелиевой подвески и плюс по меньшей мере 70 дБ за счет медного прута, удерживающего сферу. Получаем, по крайней мере на бумаге, почти 400 дБ.

Такая подвеска оставляет также возможность для внешнего вмешательства. Например, если какой-то паразитный резонанс оказывается близким к резонансу сферы, изменяя давление гелия, мы можем сдвинуть его в более безопасную область. Другую интересную возможность дает использование гелиевой подвески из смеси ^3He и ^4He в качестве неметаллического холодопровода между медными пластинами и машиной растворения. Все, что для этого нужно, это покрыть спеченным серебряным порошком внутренние поверхности оснований сильфонов.

Заключение

Охлаждение 100-тонной массы до миллиградусных температур представляется осуществимым и является, безусловно, наиболее масштабным применением рефрижераторов растворения. Такие сферические детекторы должны открыть новое окно во Вселенную, стать началом новой астрономии, не уступающей по значению радио-или оптической астрономии.

Настоящее предварительное исследование финансировалось Голландским Фондом FOM NWO, Национальным Институтом ядерной физики и физики высоких энергий Нидерландов и Лейденским университетом. Мы благодарны INFN (Рим) за постоянную поддержку гравитационных исследований в Италии и за интерес к новой антенне. Индустрией LIPS были численно исследованы процессы плавления и затвердевания больших сферических объектов из CuAl, а также изготовлена модель диаметром 50 см, в результате чего стало ясно, что изготовление 100-тонного образца осуществимо. Мы очень признательны за их (бесплатную) помощь. Существенный вклад в работу на настоящем этапе проекта GRAIL внесли А. Марченков, А. Семенов, В. Степанкин, В. Фавон и Дж. Нордхук. Мы благодарны им за это.

Список литературы

1. *The detection of gravitational waves* (Ed. D G Blair), (Cambridge: Cambridge University Press, 1991)
2. Amaldi E, Pizzella G, La ricerca delle onde gravitazionali. In Centenario di Einstein, *Astrofisica e Cosmologia, Gravitazione, Quanti e Relativita*, Giunti Barbera, Firenze, 1979
3. Ruffini R, Sulla Astrofisica di oggetti stellari provenienti da fenomeni di colasso gravitazionale. In Centenario di Einstein, *Astrofisica e Cosmologia, Gravitazione, Quanti e Relativita*, Giunti Barbera, Firenze, 1979
4. Misner C W, Thorne K S, Wheeler J A *Gravitation* (S Francisco: W H Freeman and Co.)
5. Weber J *Phys. Rev.* **117** 306 (1960)
6. Carelli P et al. *Cryogenics* **15** 406 (1978); Suzuki T, Tsubono T, Hirakawa H. *Phys. Rev. Lett.* **A 67** 2 (1978)
7. Coccia E, Niinikoski T O *Lett. Nuovo Cimento* **41** 242 (1984)
8. Amaldi E et al. *Astron. Astrophys.* **216** 325 (1989)
9. Amaldi E et al. *Europhys. Lett.* **12** 5 (1990)
10. Hamilton W O *In Near zero, new frontiers of physics* (Eds. J D Fairbanks, D S Deaver Jr, C W F Everitt, P F Michelson) (New York: W H Freeman and Co., 1988)
11. Astone P et al. *Europhys. Lett.* **16** 231 (1991)
12. Braginsky V B, Khalili F Ha *Quantum Measurement* (Ed. S Kip Thorne) (Cambridge: Cambridge University Press, 1992)
13. Forward R *Gen. Rel. and Grav.* **2** 149 (1971)
14. Wagoner R V, Paik H J *Experimental Gravitation*. In: *International Symposium held in Pavia* (Acc. Naz. dei Lincei, 1977)
15. Brans C, Dicke R H *Phys. Rev.* **124** 925 (1961)
16. Coccia E *Rev. Sci. Instr.* **55** 1980 (1984)
17. Johnson W W, Merkwitz S M *Phys. Rev. Lett.* **70** 2367 (1993)
18. Weber J *Experimental Gravitation* In: *International Symposium held in Pavia* (Acc. Naz. dei Lincei, 1977)
19. Lounasmaa O V *Experimental Principles and Methods below 1 K* (London: Academic Press, 1974)
20. Vermeulen G A, Frossati G *Cryogenics* **27** 139 (1987)
21. Berglund P, Kyynäräinen J, Niinikoski T O, Rieubland J M In: *International Cryogenic Engineering Conference-9* (Guildford: Butterworths, 1982) Niinikoski T O. In: *International Cryogenic Engineering Conference-10* (Guildford: Butterworths, 539 and references therein, 1984)
22. Coccia E, Niinikoski T O *J. of Phys. E: Sci. Instr.* **16** 1983 (1983)
23. Bassan M et al. In: *5th Marcel Grossmann Meeting on General Relativity Perth, Western Australia 1988* (Eds. Blair, Bunningham, Ruffini) (World Scientific, 1989)
24. Coccia E, Modena I *Cryogenics* **31** 712 (1991)
25. Coccia E et al. *Rev. Sci. Instr.* **63** 5432 (1992)
26. Coccia E, Pomentale T *CERN Internal Report (1982) DD/82/16*
27. Duffy Jr, W. Preprint.
28. Мы благодарны О.Д. де Агуяру (Бразилия), изучающему аналогичный детектор, за полезные обсуждения
29. Lebrun P *International Cryogenic Engineering Conference-15*
30. Мы благодарны А. Семенову из Института физических проблем им. П.Л. Капицы (Москва), указавшему на эту возможность

Перевод О.А. Андреевой

PACS numbers: 07.55. + x

Последние успехи в магнетизме сильных полей

М. Дате

Рассказывается о последних успехах в области магнетизма сильных полей, достигнутых преимущественно в Центре исследования перспективных материалов Университета г. Осака. Основной предмет деятельности Центра — физика конденсированного состояния, включая

магнетизм и сверхпроводимость, где обычными ключевыми словами являются "физика сильно коррелированных электронов". Подводится итог множеству исследований в области метамагнетизма, исследований вызванных сильными полями электронных переходов. Состояния в сильных магнитных полях рассматриваются как индуцированные полем квантовые состояния, обладающие множеством новых свойств. Использование сильных полей — эффективный метод также и в различных науках, изучающих атомы и молекулы. В качестве примеров рассматриваются нелинейный эффект Зеемана, индуцированная полем прозрачность и диамагнитная ориентация органических и биологических материалов.

История получения сильных магнитных полей

Причиной растущего интереса к применению сильных магнитных полей при изучении магнитных свойств различных материалов явился тот факт, что действие поля способно вызвать радикальные изменения не только в магнитных структурах, но и в электронных состояниях сильно коррелированных электронов.

Сегодня можно достичь величин более чем 30 Тл для постоянного магнитного поля, более чем 70 Тл для импульсного и около 500 Тл при использовании разрушающихся магнитов.

История генерации сильных магнитных полей берет начало с открытия Эрстеда в 1820 г., впервые обнаружившего "искусственное" поле при пропускании электрического тока. Следующим шагом были исследования Фарадея и др. по концентрации магнитного потока с помощью ферромагнитных материалов. Развитие этого метода позволило Эвингу достичь максимальной величины поля 3,5 Тл и обнаружить явление ферромагнитного насыщения [1]. Для обычных электромагнитов в конце прошлого века эта величина составляла до 1 Тл.

Новый прогресс был достигнут Капицей, получившим в 1924 г. импульсное магнитное поле до 35 Тл с помощью преобразования механической энергии двигателя в магнитную [2]. С другой стороны, метод получения постоянного поля был усовершенствован Биттером, создавшим около 1940 г. водоохлаждаемую катушку Биттера, способную давать около 20 Тл [3]. Примерно такое же поле сейчас получают с помощью сверхпроводящих магнитов, которые используются повсеместно с 1960 г. Максимум — порядка 30 Тл — для постоянного магнитного поля был достигнут на гибридном магните, состоящем из магнита Биттера и сверхпроводящего магнита.

Во время Второй мировой войны появилась новая идея получения сильных магнитных полей путем сжатия магнитного потока при направленном внутрь взрыве пороха [4]. Кнаре разработал похожий метод, использующий электромагнитную силу. Последний был развит группой Миуры [5]. Эти методы позволяют получить около 500 Тл в течение нескольких микросекунд ценой разрушения системы катушек, поэтому они непригодны для точных измерений.

В 1970 г. автор этой статьи доказал теорему о том, что можно получить сколь угодно сильное поле без разрушения системы, если использовать специально сконструированные многослойные катушки [6]. Была произведена их практическая разработка и монтаж; в Университете г.Осака была установлена серия многослойных магнитных катушек. Эти магниты использовались многими как

отечественными, так и зарубежными исследователями; с 1975 г. по результатам их работ было опубликовано свыше 300 статей в области физики конденсированного состояния, химии и биологии. Краткий обзор этих магнитов дан в следующем разделе, а детали приведены в [7, 8].

Магнит в Осаке — многослойная катушечная система

В магнитной катушке невозможно создать сколь угодно сильное магнитное поле без разрушения системы из-за воздействия на нее электромагнитной силы большой величины. Капица знал об этом: по его заключению, даже при использовании самых прочных материалов, например стали, достижимое на практике магнитное поле должно быть примерно 50 Тл. Мы называем эту величину пределом Капицы. Как показано слева на рис. 1, вдоль оси сила является сжимающей, а в радиальном направлении — растягивающей. Эта сила равна примерно 400 кг/мм при 100 Тл, что примерно в четыре раза больше растягивающей силы, которую способна выдержать сталь.

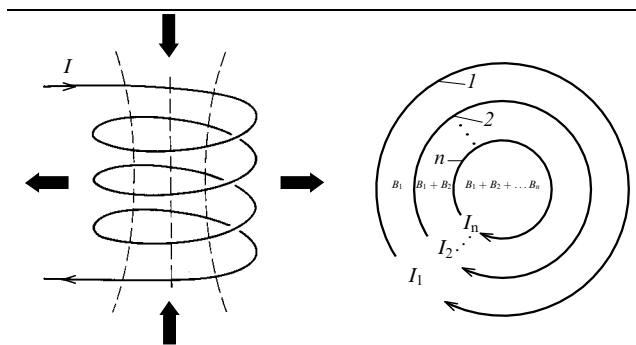


Рис. 1. Сила, действующая на магнитную катушку (слева) и схема многокатушечного магнита (справа)

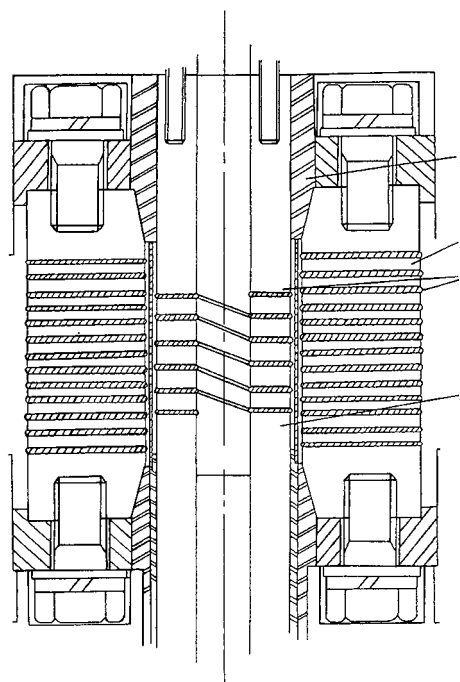


Рис. 2. Двухкатушечный магнит в разрезе: 1 — изолятор, 2 — внешняя катушка, 3 — внутренняя катушка

В 1970–1975 гг. автор этой статьи разработал новую конструкцию многослойной катушечной системы, принцип работы которой основан на теореме о том, что возможно получение сколь угодно сильного поля без разрушения системы, если используются специально сконструированные многослойные катушки. Главная идея иллюстрируется схемой справа на рис. 1, где каждая независимая магнитная катушка изображена кружком. Катушка 1 дает поле B_1 при токе I_1 . Величина B_1 может быть меньше 50 Тл, т.е. находится в рамках предела Капицы. Вторая катушка 2, расположенная внутри катушки 1, дает поле B_2 , но это поле должно быть меньше B_1 , так как электромагнитная сила, действующая на катушку 2, пропорциональна $B_1 + B_2$. Численный расчет показывает, что $B_2 = 0,62 B_1$ для безопасности катушки 2. Таким же образом устанавливаются остальные $n - 2$ катушки, и ожидаемое результирующее поле B_r для катушки n удовлетворяет соотношению

$$B_r > B_1 \left(1 + \frac{1}{2} + \dots + \frac{1}{n} \right). \quad (1)$$

Это означает, что величина B_r стремится к бесконечности при $n \rightarrow \infty$. На основании этой теоремы мы сконструировали ряд многослойных систем; пробный магнит с $n = 4$ создавал поле до 107 Тл в области диаметром 2 мм [6]. Магнит же, который сейчас нашел широкое практическое применение — двухкатушечный, с внутренним диаметром 2 см. Его вид в разрезе показан на рис. 2. Максимальная величина поля, создаваемого этим магнитом — 70 Тл, длительность импульса около 1 мс [7]. Недавно осуществлена улучшенная трехкатушечная конструкция, способная давать более 80 Тл.

Магнит в Осаке с 1975 г. используется учеными многих стран — более тысячи из них работали на установке. Основные полученные результаты этих исследований опубликованы в ряде статей [8–17], последние достижения отражены в следующих разделах.

Классическая задача — переориентация спинов в сильном поле

Около десяти лет назад главные результаты, полученные в сильных магнитных полях, были ограничены областью фазовых переходов под действием магнитного поля, т.е. переориентацией спинов (например, переворот спинов в антиферромагнетике). Два типичных примера полученных результатов приведены на рис. 3 и рис. 4. Показанные на рис. 3 импульсы dM/dB наблюдались в антиферромагнитной системе MnF_2-FeF_2 под действием магнитного поля, направленного вдоль спина. Эта работа была сделана совместно с группой Джаккарино из Санта-Барбары [18]. Резкий пик при $x = 0$ означает переворот спинов в MnF_2 при 8 Тл. В смешанных кристаллах он расплывается в результате действия случайного поля и снова становится резким при $x = 1$ для FeF_2 при 42 Тл. Профиль кривой намагниченности для "треугольного" антиферромагнетика показан на рис. 4 на примере образца EuC_6 с графитовыми прослойками [19]. Эти данные были получены совместно с группой Суематуса из Университета Цукубы. На установках г. Осака проведены углубленные исследования магнитных фазовых переходов в ферромагнитных, метамгнитных и спиралемагнитных материалах. Эта задача

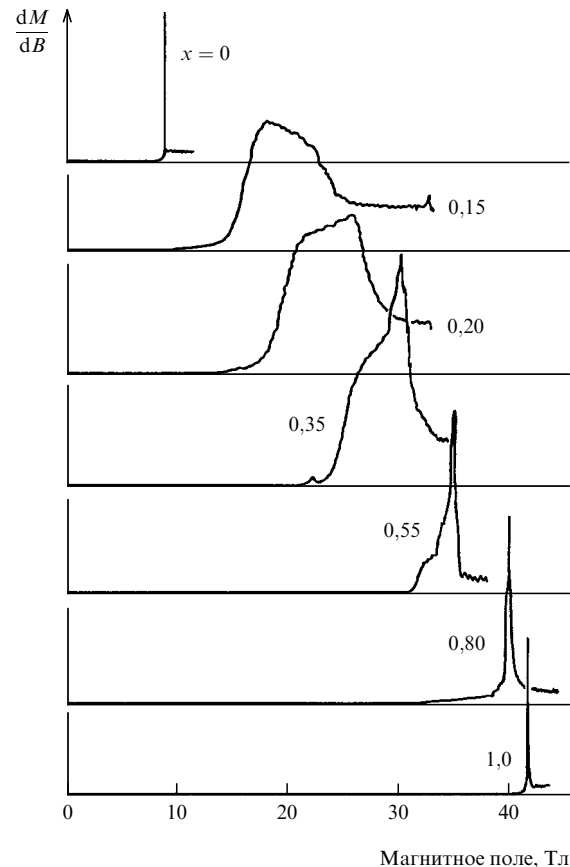


Рис. 3. Дифференциальная намагниченность $Mn_xFe_{1-x}F_2$; $T = 4, 2$ К

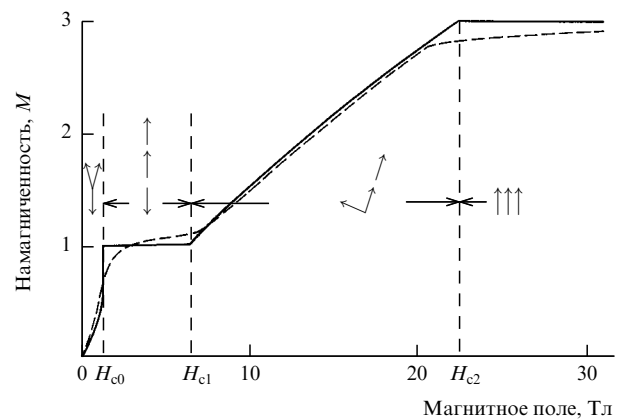


Рис. 4. Процесс намагничивания треугольной спиновой системы EuC_6 . Сплошная линия — теория, штриховая — эксперимент. Намагниченность дана в единицах магнитного момента M

сейчас является классической, так как при этих переходах происходит лишь переориентация спинов.

Современная проблема — электронное состояние, вызванное действием поля

Значительным прогрессом в современном магнетизме сильных полей явилось понимание специфики квантовых электронных состояний, возникающих под действием сильного магнитного поля. С ростом максимально достижимой интенсивности поля этот предмет изучения становится все более популярным. В этом разделе даны типичные примеры подобных эффектов.

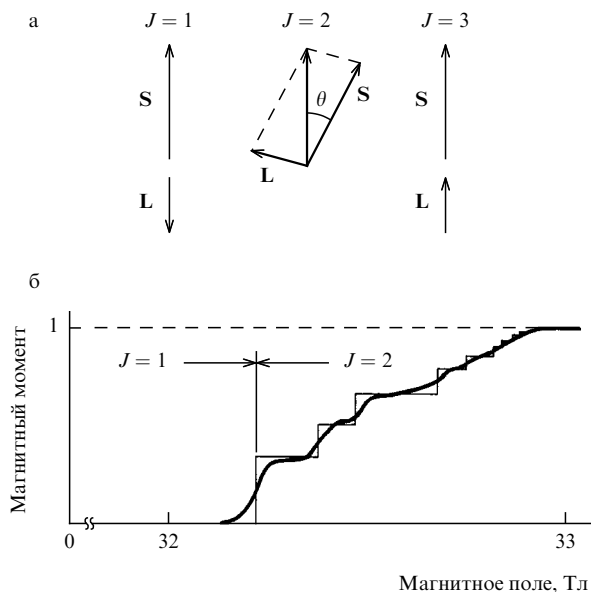


Рис. 5. Векторная модель Fe-спина в CsFeCl₃ (а) и многоступенчатое намагничивание вследствие перехода $J = 1 \rightarrow J = 2$ (б). Магнитное поле параллельно оси c

1) Кроссовер основного состояния атома

Магнитное поле может деформировать структуру основного состояния в некоторых атомах и молекулах. Ниже рассмотрен пример изменения углового момента со значения $J = 1$ до $J = 2$ под действием поля. Соединение CsFeCl₃ — это гексагональный антиферромагнетик с Fe²⁺-спинами, в котором ферромагнитные цепочки, ориентированные вдоль c -оси, соединяются путем "треугольного" антиферромагнитного взаимодействия. Дальний порядок, однако, при низких температурах не наблюдается вследствие синглетности основного состояния с $J_z = 0$ — подуровня $J = 1$. Под действием магнитного поля порядка 10 Тл в силу $J = 1$ [20], происходит первый переход с результирующим моментом около $3\mu_B$. При поле около 32 Тл был обнаружен эффект многоступенчатой намагниченности вдоль c -оси; она объясняется переходом с $J = 1$ на подуровень $J = 2$ [21]. Основную идею перехода поясняет рис. 5. Спин-орбитальное взаимодействие L и S в состоянии $J = 2$, показанное на рис. 5а, определяет наличие поперечной компоненты, которая отсутствует в состояниях с $J = 1$ и $J = 3$. Для c -плоскости должна быть учтена энергия обмена, пропорциональная поперечной компоненте. В [21] описан соответствующий эксперимент: результат его представлен на рис. 5б. Как и ожидалось согласно теории, была обнаружена многоступенчатая намагниченность с моментами $1/3, 1/2, 2/3, \dots$, причем теория (тонкая линия) и эксперимент (жирная линия) находились в прекрасном согласии. Состояния с дробными моментами обусловлены разупорядочиванием спинов в смешанных состояниях с основными $J = 1$ и возбужденными $J = 2$ спиновыми цепочками.

2) Замораживание состояний Халдейна под действием сильного поля

Работа Халдейна, в которой утверждалось наличие энергетической щели над основным состоянием в цепочке целочисленных спинов, привела к возрастанию интереса к измерению энергетической щели в антиферромагнетиках Гейзенберга с линейными цепочками спинов

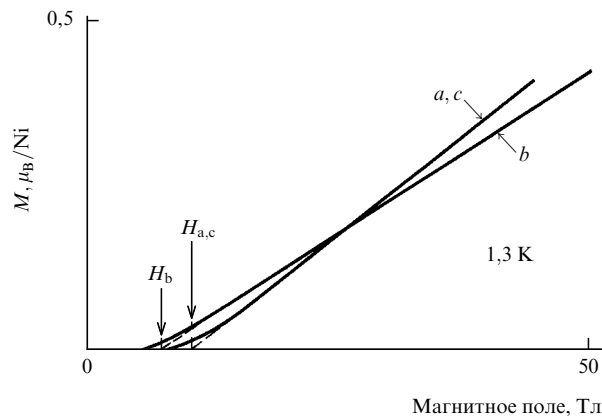


Рис. 6. Замораживание состояний Халдейна в NENP. Выше критических значений полей H_a, H_b, H_c намагничивание является линейным, как у обычных ферромагнетиков

$S = 1$. Кацуматой и др. [22] было проведено их намагничивание в полях до 50 Тл (рис.6). В NENP, одном из лучших материалов, демонстрирующем состояния Халдейна, была обнаружена щель, вызванная сильным полем. Выше некоторого критического значения поля, система находилась в обычном антиферромагнитном состоянии. Наша группа изучала [23] электронный спиновый резонанс под действием сильных полей и исследовала параметры анизотропии первого возбужденного состояния. Удивительно, что знак константы анизотропии D в основном состоянии Ni²⁺ положителен, тогда как для триплетного возбужденного состояния он оказался отрицательным. Этот результат находит объяснение в модели, в которой возбужденное состояние складывается из двух связанных спинов с результирующим $S = 1$, движущихся вдоль цепи подобно солитону [23]. Анализ данных ЭСР в рамках теории спиново-кластерного резонанса [24] привел к удовлетворительному согласию с теорией.

3) Изменение порядка квадруполь в DyAg

Многоступенчатое намагничивание в DyAg дает новую концепцию в области магнетизма сильных полей. На рис.7 приведен пример многоступенчатого намагничивания с величинами ступеней $1/2, 2/3, 5/6$ и 1. Жирная линия — это результат эксперимента, а теоретические значения ступеней получены в рамках следующей модели. DyAg — это CsCl-подобный кристалл с антиферромагнитным переходом при $T_N = 55$ К. Спины параллельны четырем направлениям $\langle 111 \rangle$ в модели с четырьмя подрешетками [25]. Большая квадрупольная энергия стабилизирует спиновую структуру. Наблюдаемое многоступенчатое намагничивание объясняется сосредоточением квадрупольной энергии в местах атомов Dy в предположении, что между соседними квадрупольными Dy-спинами есть взаимодействие вида $(3 \cos^2 \theta_{ij} - 1) \times Q_{ij}/2$, где Q_{ij} — квадрупольная константа связи между i - и j -спинами, θ_{ij} — угол между ними. Полная энергия вычисляется в стандартном приближении среднего поля как сумма энергии обмена, квадрупольной энергии и энергии Зеемана. Полученные экспериментально скачки в намагниченности объясняются обычными переворотами спина при переходе $0 \rightarrow 1/2$, и переворотами спина с переориентацией порядка квадруполь для трех последующих переходов. Как видно из рис.7, эксперименталь-

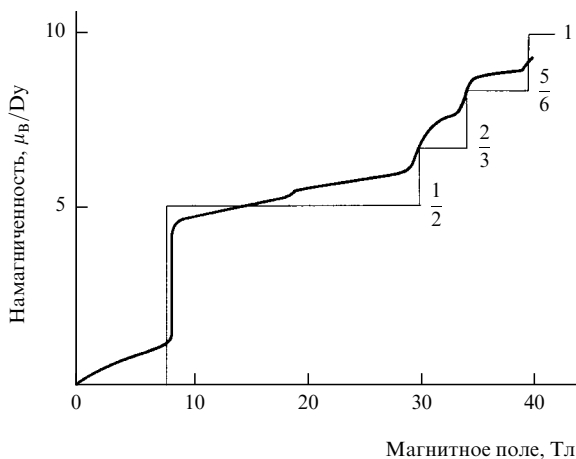


Рис. 7. Многоступенчатое намагничивание DyAg вдоль оси [111], $T = 4,2$ К

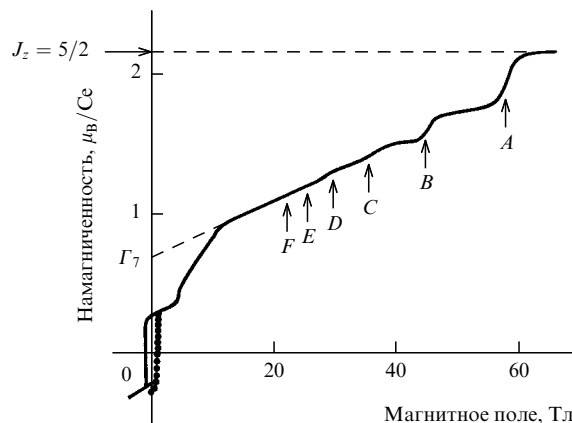


Рис. 8. Многоступенчатое намагничивание CeP. Пики A, B, ..., F обусловлены влиянием осцилляций электронов проводимости де Гааза–ван Альфена на спин CeP; $T = 4,2$ К

ные результаты удовлетворительно согласуются с теорией. Из измерений были вычислены [26] значения параметров обмена и квадрупольных констант связи. Итак, DyAg дает нам типичный пример изменения квадрупольного порядка под действием сильного магнитного поля.

4) Многоступенчатое намагничивание в CeP

Недавно была достигнута высокая точность измерений в монокристаллах с помощью осцилляций RRR 50 и Шубникова–де Гааза. Наблюдался необычный метамагнетизм, изображенный на рис. 8 [27]. Значения полей метамагнитных переходов почти не зависят от температуры в диапазоне от 1,3 до 35 К и располагаются эквидистантно на шкале H^{-1} . Результат объясняется в рамках модели Стонера–Ландау, а именно, магнитный переход локализованных спинов Се связан с пересечением уровней Ландау зонами ориентации спина вверх и вниз, которые разделены щелью Стонера. Также исследовалась угловая зависимость многоступенчатых переходов; при этом обнаружено наличие простой кубической симметрии с анизотропией четвертого порядка. Переходы, найденные в CeP, — первый удачный пример

фазовых переходов, вызванных переходами де Гааза–ван Альфена посредством электронной проводимости.

Физика сильно коррелированных электронных систем

Одним из новых направлений в физике конденсированного состояния явилось изучение сильно коррелированных электронных систем, где важную роль играют тяжелые фермионы или электроны с высокой температурой сверхпроводящего перехода T_c . Использование сильных полей при изучении этих систем эффективно потому, что поле разрушает связи между электронами, и в системе можно выделить в чистом виде элементарные процессы и взаимодействия. Схематично это представлено на рис. 9, где показано разрушение под действием полей структуры энергетических щелей или плотной структуры уровней Ферми вследствие корреляций.

Для случая тяжелых фермионов можно привести два примера.

В результате большой работы по изучению воздействия сильных полей на системы с тяжелыми фермионами в некоторых веществах была обнаружена метамагнитная структура. Соединение URu₂Si₂ известно как типичный пример материала с ярко выраженным трехступенчатым метамагнитным эффектом в полях около 30 Тл [28]. Нашей группой были проведены детальные исследования этого материала; полученные результаты хорошо подходят под модель, в которой тяжелое фермионное состояние в низкоэнергетической области разрушается сильным магнитным полем и обменное взаимодействие между индуцированными полем магнитными моментами и ядрами урана приводит к появлению последовательных метамагнитных переходов [29]. Величина локализованного на атомах урана магнитного момента при нулевом поле составляет всего лишь $0,3\mu_B$ — это отражение того факта, что f -электроны не связаны с атомами урана, а образуют широкую фермионную зону вместе с электронами проводимости. Однако под воздействием сильного магнитного поля, зеемановская энергия f -электронов становится выше энергии связи тяжелых электронов и происходит фазовый переход. Было замечено, что существует дестабилизирующее обменное взаимодействие между индуцированными полем моментами и метамагнитными состояниями моментов $1/3$, $3/5$ и 1 (ферромагнетик), каждое из

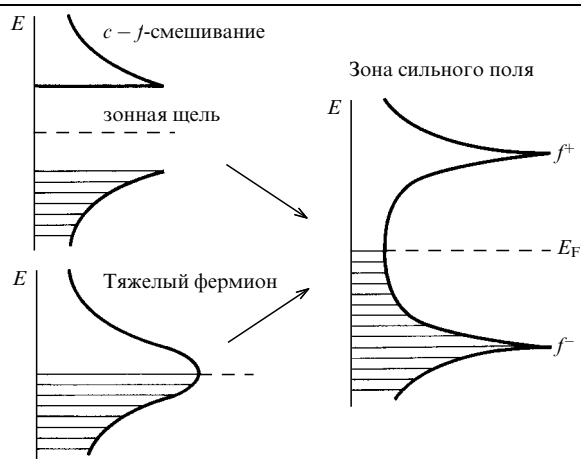


Рис. 9. Модификация $c-f$ -смешанных плотностей состояний (слева) под действием сильного поля (справа). Здесь f -зоны отделены от зоны нормальной электронной проводимости

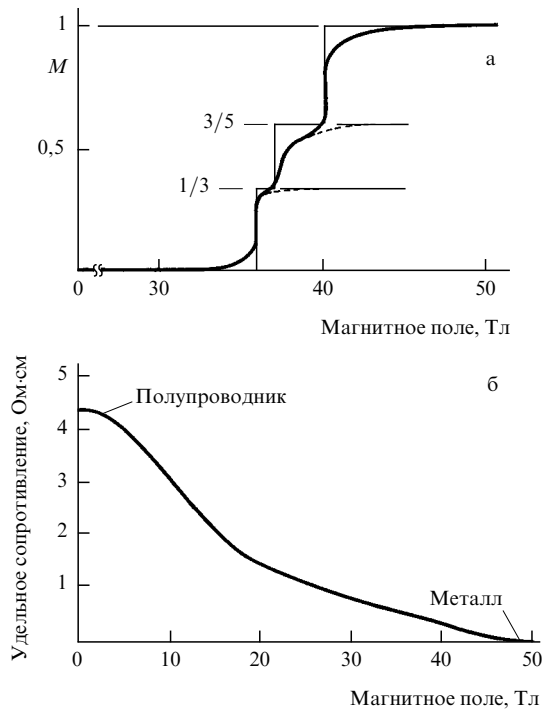


Рис. 10. Трехступенчатое намагничивание в URu_2Si_2 (а). Тонкие линии показывают теоретическое предсказание. Отрицательный магниторезистивный эффект в YbB_{12} , который является обычным металлом выше 50 Тл (б); $T = 1, 3$ К

которых появляется при соответствующем значении критического поля. Данные измерений (жирная линия) и теоретические результаты для трехступенчатого перехода изображены вверху на рис. 10. Энергия тяжелых электронов и параметры тройного обменного взаимодействия определены в стандартном приближении среднего поля. Подчеркнем, что данный подход оправдан в случае, если спиновую систему можно рассматривать как цепочку Изинга, в которой ожидается резкий переход.

Разрушение электронной зонной щели магнитным полем обычно трудно наблюдать при использовании полей до 100 Тл. Счастливым исключением является YbB_{12} , в котором имеется щель примерно около 100 К выше уровня Ферми. Считается, что ее наличие обусловлено смешиванием f -зон и зон проводимости. Измерялась проводимость в полях до 50 Тл, и был найден сильный отрицательный магниторезистивный эффект, показанный на нижней части рис. 10. Проводимость слишком мала для ее измерения, и вещество имеет металлическое строение в полях порядка 50 Тл [30]. Результаты наблюдений можно объяснить разрушением смешанных зон под действием магнитного поля. В этом эффекте важную роль играет энергия Зеемана f -электронов. Гипотеза также подтверждается экспериментом по намагничиванию в сильном поле; в этом эксперименте наблюдается ярко выраженный рост магнитного момента при полях выше 50 Тл. Схожий эффект ожидается для SmB_6 , типичного полупроводника с зонной щелью, обусловленной гибридизацией, однако измеренный магниторезистивный эффект примерно в 10 раз меньше, чем у YbB_{12} . Эта разница — следствие различия величины g у этих материалов.

Другим примером эффектов воздействия сильных полей являются высокотемпературные сверхпроводники. Со времени их открытия в 1986 г. было опублико-

вано много работ по измерению верхней критической границы поля H_{c2} оксидных сверхпроводников. Однако лишь нашей группе удалось получить полный профиль кривых магнитосопротивлений [31], поскольку H_{c2} у этих материалов при низких температурах гораздо выше, чем соответствующее значение для обычных сверхпроводящих магнитов. Подчеркнем, что полный набор магниторезистивных свойств во всех 123-материалах можно получить даже при 4,2 К, когда используется поле до 60 Тл. Эксперимент проводился с монокристаллами, выращенными исследовательской группой NTT [32]. Их толщина была около 0,02 мм, т.е. достаточно малой для того, чтобы избежать эффектов вихревых токов и гистерезиса.

Как только магнитное поле становится достаточно сильным, чтобы разрушить сверхпроводящее состояние, можно измерить температурную зависимость обычного электрического удельного сопротивления этих материалов; результат такого измерения дан на рис. 11 [33]. Сплошными линиями показаны результаты обычного измерения, а штриховыми ниже T_c — результат экстраполяции кривых магниторезистивного эффекта в сильных полях на случай отсутствия поля. Все свойства сопротивления свидетельствуют о том, что 123-материалы, скорее, похожи на обычные металлы, у которых удельное сопротивление постоянно из-за примесей при низких температурах.

Недавно изучался монокристалл высокотемпературного сверхпроводника $Nd_{2-x}Ce_xCuO_y$ в сильных полях до 20 Тл. Сверхпроводящее состояние было полностью разрушено, и было получено обычное удельное сопро-

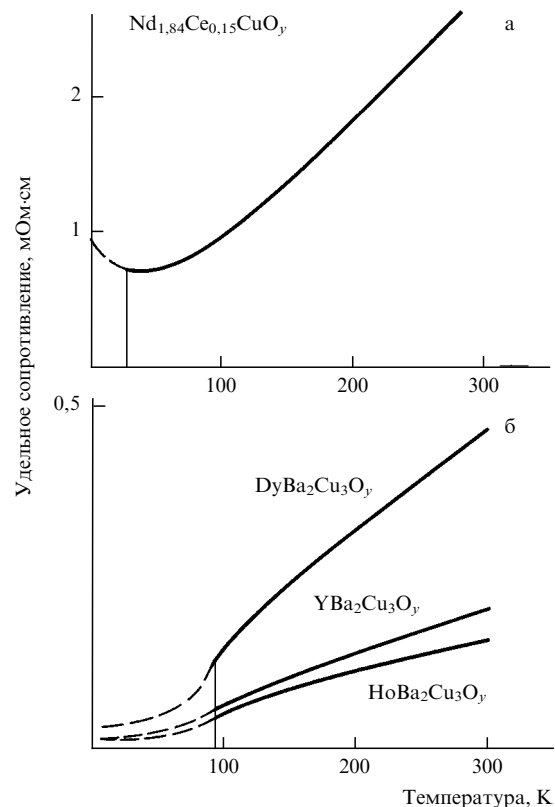


Рис. 11. Зависимость сопротивления в оксидном сверхпроводнике от температуры (а). Поле перпендикулярно плоскости ab . При больших T виден разрыв. Электрическое удельное сопротивление 123-материалов (б). Штриховые линии получены при ~ 50 Тл

тивление для всех температур, что показано штриховой линией в верхней части рис. 11. Температурная зависимость обычного удельного сопротивления до температуры 1,3 К обладает ярко выраженным минимумом. Этот результат может быть понят в рамках двумерной модели слабой локализации [34] — это означает, что данный материал может рассматриваться как изначально двумерная проводящая система.

Замечено, что минимум удельного сопротивления не наблюдается в 123-материалах, где остаточное удельное сопротивление мало и постоянно по величине. В соответствии с теорией слабой локализации, увеличения сопротивления при низких температурах быть не должно, если остаточное сопротивление мало. Это хорошо подтверждается экспериментом и не противоречит двумерной природе 123-материалов.

Вызванные полем кристаллографические изменения

Обычно сложно вызвать кристаллографические изменения с помощью магнитного поля. Исключением является мартенситная трансформация. Группой Шимицу в Осаке проводились систематические исследования различных сплавов. В Fe–Ni-сплавах был обнаружен поразительный эффект, заключающийся в росте температуры трансформаций более чем на 80 К в поле 40 Тл [35].

Другое интересное изменение кристаллографических свойств наблюдалось в DyCu_2 [36]. DyCu_2 — интерметаллическое редкоземельное соединение, имеющее орторомбическую структуру CeCu_2 -типа. Его температура Нееля равна 31,5 К, а Dy-спин имеет изинговскую ось в a -направлении, при этом в материале наблюдается двухступенчатый метамагнетизм при слабом поле (рис. 12). Значение gJ вдоль a -оси — около 10, что согласуется со значением для обычного изинговского магнетика. Намагничивание вдоль осей b и c идет гладко, и величина его мала при слабых полях (как показано на рис. 12).

Однако в сильных полях этот материал демонстрирует необычное поведение, изображенное справа на рис. 12. Намагничивание вдоль c -оси согласуется с ожидаемым вплоть до 13 Тл, однако около 13 Тл происходит неожиданный скачок на величину, равную намагниченности насыщения вдоль a -оси. Кривая намагниченности при уменьшении поля отличается от той же

кривой для намагниченности вдоль оси c , однако весьма близка к кривой для a -оси, названной на рис. 12 a -подобной (a'). По мере уменьшения поля, кривые намагничивания при слабых полях для осей a и c меняются друг с другом, но вдоль b -оси никакого изменения нет. Восстановление начального состояния происходит либо в результате нагревания кристалла примерно до 100 К, либо при включении поля более 5 Тл вдоль a -оси. Ось c' , которая вначале была a -осью, демонстрирует слабое намагничивание вплоть до значений порядка 5 Тл, когда происходит резкий скачок намагниченности, после чего уменьшение поля приводит к типичному для a -оси поведению, отражающему переход в начальное состояние.

Заметим, что переключаящий оси цикл можно наблюдать при вращении кристалла в жидком гелии, так как повышение температуры также приводит к восстановлению начального состояния.

Изученный процесс, называемый процессом переключения магнитных осей, объясняется переходом первого рода в модели, аналогичной модели вызванного магнитным полем мартенситного перехода [36].

Атомы и молекулы в сильном магнитном поле

Применение сильного магнитного поля важно для исследования и понимания многих свойств атомов и молекул. Стандартным экспериментом является наблюдение линейного и нелинейного эффектов Зеемана в присутствии электромагнитных волн. Результаты большинства таких исследований были опубликованы.

Нашей группой было сделано уникальное открытие индуцированной полем прозрачности в жидком кислороде [37]. Основное состояние представляется как $3\Sigma_g^-$. Точка кипения кислорода — 90 К, ниже которой жидкость имеет голубой цвет. Однако мы обнаружили, что под действием магнитного поля голубой цвет пропадает, и жидкость становится прозрачной. Эта прозрачность легко объяснима: голубой цвет — следствие двухмолекулярного поглощения света с полным нулевым спиновым моментом. В сильном же магнитном поле все спиновые моменты параллельны, так что поглощение света запрещено, и жидкость становится прозрачной. Это единственный, помимо виртуального изменения цвета вслед-

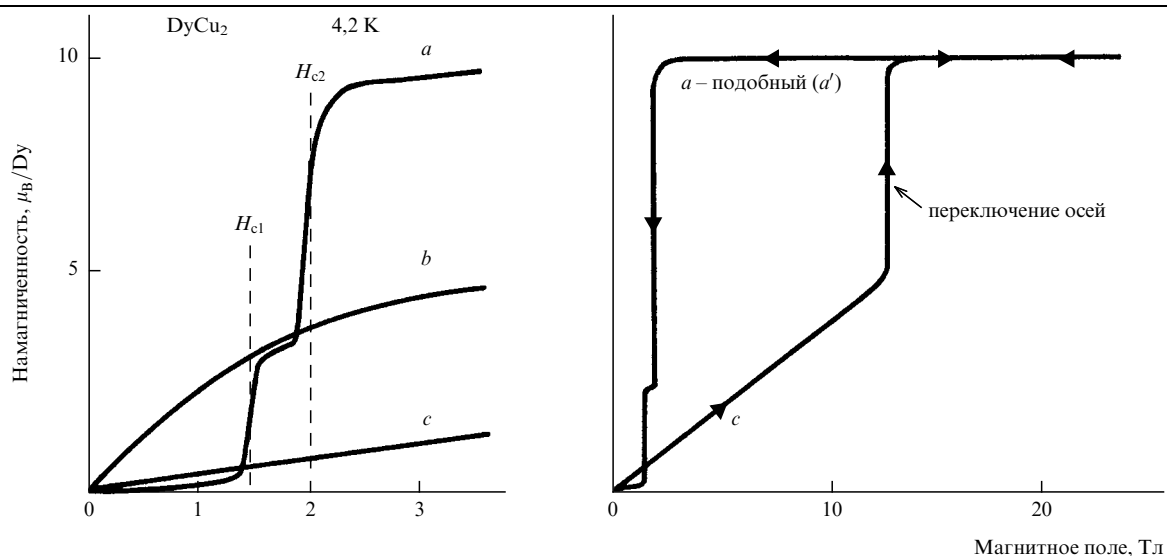


Рис. 12. Метамагнитный переход и переключение осей Изинга в DyCu_2

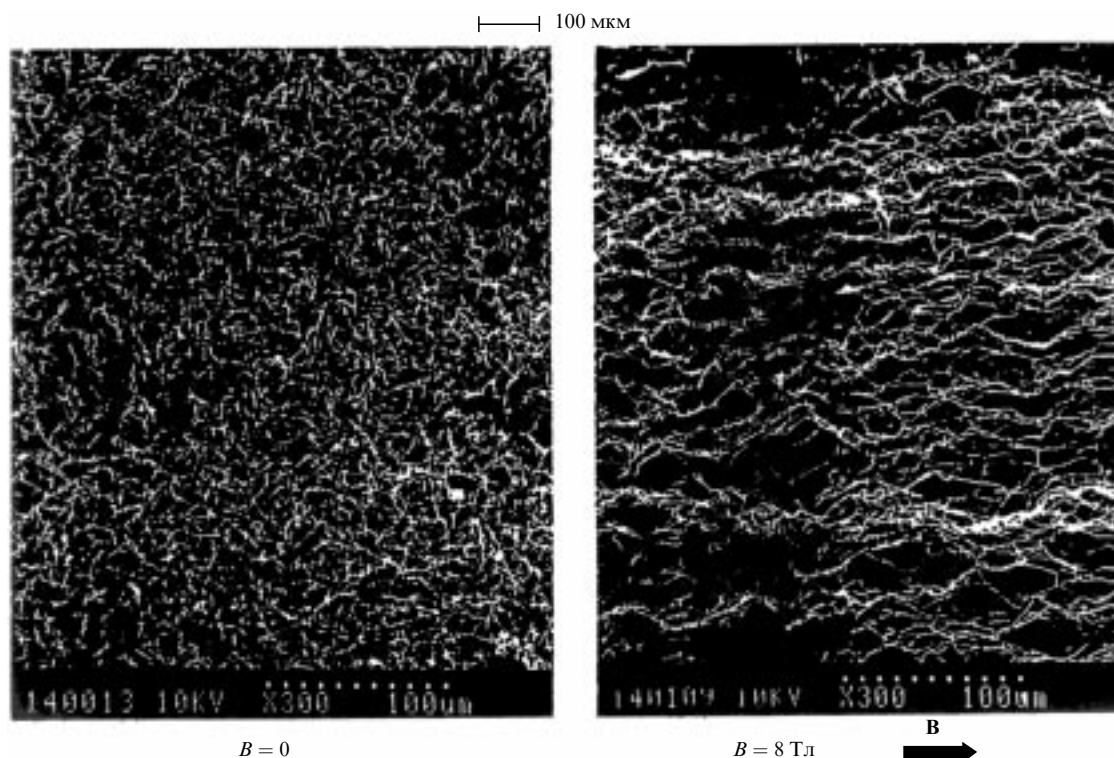


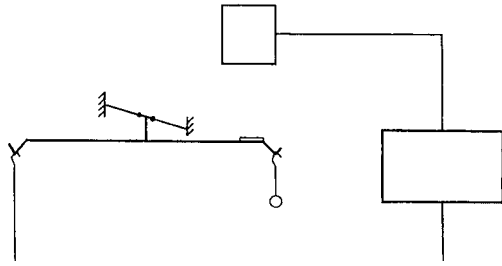
Рис. 13. Диамагнитная ориентация фибринных нитей. Они ориентированы случайным образом при нулевом магнитном поле (слева) и хорошо упорядочены вдоль поля (справа)

ствие отражения в жидких кристаллах, известный на этот день эффект изменения цвета под действием поля в конденсированных средах.

Другой темой, которую мы рассмотрим в этом разделе, будет диамагнитная ориентация органических молекул в магнитном поле. Если не рассматривать сверхпроводящее состояние, диамагнетизм молекул обычно слаб, и до сих пор не было сведений об обнаруженных важных физических или химических проблемах в физике диамагнетизма молекул. Однако в магнитном поле диамагнитной энергией пренебречь нельзя, и недавно было исследовано несколько интересных явлений. Приведем два примера. Первый — это диамагнитный закон Кюри–Вейсса, найденный в органической жидкости, второй — диамагнитное упорядочение биологических материалов, полученных из крови человека. Рассмотрим молекулу бензола в магнитном поле. В ней, как результат экранирования тока в бензольном кольце, возникает вызванный магнитным полем диамагнитный момент. Его величина максимальна, когда поле перпендикулярно плоскости кольца. Поэтому энергия поля в этом случае также максимальна. Она минимальна, когда поле параллельно этой плоскости. Следовательно, кольцо находится в равновесии, если его плоскость параллельна полю. Величина энергии анизотропии, однако, очень мала, и лишь одна молекула из миллиона ориентируется таким образом в поле 100 Тл. Явление упорядочения может быть обнаружено при исследовании эффекта Коттона–Мутона в жидкости. Величина упорядоченности измеряется при наблюдении за углом поворота плоскости поляризации падающего света — этот угол пропорционален диамагнитной анизотропии молекул χ_a . В начале этого века Ланжевен показал, что величина χ_a обратно пропорциональна температуре T [38]. Однако в те времена не было сильных магнитных

полей и зависимость в более высоких порядках не могла быть получена. Поскольку эффект Коттона–Мутона пропорционален B^2 , использование сильных полей весьма актуально. В Осаке был поставлен ряд экспериментов на разных органических жидкостях [39]. Оказалось, что $\chi_a \propto 1/(T - \Theta)$, что формально совпадает с парамагнитным законом Кюри–Вейсса, поэтому мы назовем эту зависимость диамагнитным законом Кюри–Вейсса. Константа Кюри–Вейсса Θ измерялась для многих жидкостей, было дано теоретическое обоснование этого закона, и теперь ясно, что Θ обязана своим появлением межмолекулярным взаимодействиям. Константа Θ почти равна нулю для бензола, но составляет 165 К для нитробензола. Это означает, что межмолекулярное взаимодействие в нитробензоле больше, чем в жидком бензоле. Взаимодействие имеет квадрупольный характер.

При связывании и упорядочении с сохранением ориентации осей анизотропии диамагнитных анизотропных молекул эффективная анизотропия растет с ростом молекулярного числа. Этому есть несколько примеров, главным образом среди биологических материалов. Первый такой пример был получен в Гренобле (Франция): органическая макромолекула фибрина, которая способствует свертыванию крови при ранениях. Четкая фотография была сделана в Осаке и приведена на рис. 13. В Осаке исследования были продолжены, и в красных кровяных клетках крови был обнаружен типичный эффект упорядочения. Диамагнитное упорядочение происходит только начиная с 1–2 Тл. Это означает, что макромолекула состоит более чем из 10^7 единичных молекул [40]. Не приводя деталей, отметим, что влияние магнитных полей на кровь весьма велико даже для не очень сильных полей. Это влияние привлекло к себе большое внимание многих людей в мире не только среди ученых. Однако ясного подтверждения этого



факта опубликовано не было. Описанное здесь явление диамагнитного упорядочения может привести к прорыву в решении этой проблемы. Влияние сильных магнитных полей на тело человека — магнитобиология — развивается, опираясь на этот ясный физический факт.

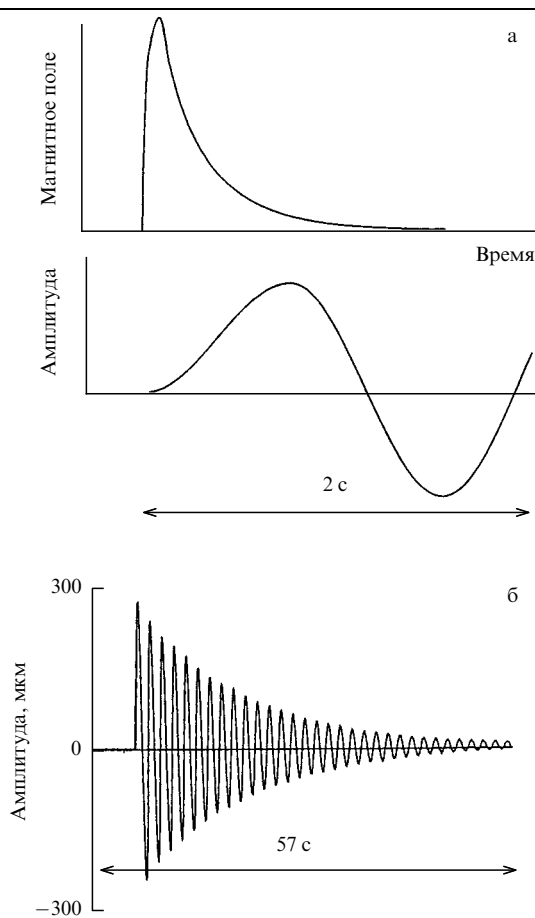


Рис. 15. Профиль импульсного поля (а) и долговременный профиль колебаний (б)

Новые технологии и сильные магнитные поля

Использование сильных магнитных полей полезно не только для фундаментальной науки, но и для развитых технологий. Идет процесс создания новых технических приложений. Приведем лишь один пример. Было замечено, что генерация сильного магнитного поля также дает сильный градиент dB/dz , который может быть использован при создании высокочувствительных магнитометров. Парамагнитный или диамагнитный материал способен чувствовать силу, пропорциональную $B \cdot dB/dz$. Фарадей сконструировал свой магнитометр, используя это соотношение, такой метод измерения полей сейчас называется методом Фарадея. В импульсных полях величина $B \cdot dB/dz$ примерно в 10^4 раз больше, чем в обычном магнитометре Фарадея. Мы сконструировали магнитометр для импульсных полей (его схема приведена на рис. 14), и его принцип сейчас называется динамическим методом Фарадея [41]. После одного импульса поля образец из парамагнетика или диамагнетика на одном плече его рычага получает импульс под действием силы $B \cdot dB/dz$ и начинает колебаться. В эксперименте (рис.15) на рычаге был установлен тонкий диамагнитный волос весом 1,92 мг. Магнитная восприимчивость образца измерялась при помощи наблюдений за колебаниями; чувствительность устройства оказалась примерно в 10^3 раз выше, чем чувствительность обычного магнитометра СКВИД. Сейчас мы измеряем слабые изменения свойств биологических материалов под действием вспышек света и физиологических импульсов. Это только один из примеров, но мы считаем, что при использовании высокочувствительных импульсных магнитометров открываются широкие возможности.

Сильные магнитные поля в будущем

Мы очертили горизонты науки и техники в области сильных магнитных полей, сейчас кратко рассмотрим ее перспективы в связи с другими областями. Трудно пытаться предсказать будущее развитие целого направления в науке, но можно попытаться попробовать взглянуть на науку о сильных магнитных полях с «высоты птичьего полета». На рис. 16 на логарифмическую шкалу нанесены различные типы магнитных полей и соответствующие им явления для всех мыслимых напряженностей поля в единицах зеемановской энергии спина одного электрона. Следует запомнить, что величине порядка 1 Тл соответствует приблизительно 1 К и 1 см^{-1} . Кванту магнитного потока (hc/e) через площадку размером 1 см^2 соответствует напряженность магнитного поля менее 10^{-10} Тл. Это минимальная плотность потока, которую можно измерить на практике — соответствующим детектором является СКВИД. Последний способен улавливать изменения порядка $10^{-2} - 10^{-3}$ кванта магнитного потока и различные биомагнитные сигналы: наблюдались электрические токи, индуцированные магнитными полями, возникающими в мозге, при движениях глаз и напряжениях мускулов. На сегодня это самые слабые поля, которые можно обнаружить. Кстати, единица магнитного поля Земли $\gamma (10^{-9} \text{ Тл})$, определяемая как величина, имеющая порядок флуктуации этого поля, была самой малой обнаруживаемой величиной до открытия кванта потока. В магнитных материалах встречаются разные типы магнитных полей. Сильнейшие из них — это обменные взаимодействия, например, в ферромагнитном