

тах спектра, зеemannовское расщепление спектральных линий, магнетосопротивление тонких висмутовых проволочек, проводятся исследования сверхпроводников с высокими критич. полями и др. В ядерной физике и физике элементарных частиц С. м. п. используются для идентификации частиц, фокусировки и отклонения заряд. частиц, для генерации мощного тормозного излучения и т. д. С. м. п. широко применяются в исследованиях по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу. Импульсное С. м. п. — источник для получения квазигидростатич. давлений до 5 Мбар, в к-рых проведены исследования ур-ния состояний ряда веществ, изучается сжатие твёрдого водорода при  $T \approx 4 \div 6$  К. Энергия магн. поля напряжённостью  $\sim 10 \div 15$  Мэ превышает энергию связи частиц в твёрдых телах, магн. давление превышает давление в центре Земли. Такие поля используются для изучения свойств веществ в экстремальных условиях. Сильные магн. поля находят применение в химии, биологии, широко используются в технол. целях (напр., для магнитно-импульсной обработки и сварки металлов).

Измерения напряжённости С. м. п. производятся прокалиброванными индукционными датчиками (магн. зондами), а также по величине эффекта Фарадея и эффекта Зеемана. В астрофиз. измерениях уровень С. м. п. оценивается по степени круговой поляризации непрерывного излучения.

Лит.: Сахаров А. Д., Вывыомагнитные генераторы, «УФН», 1966, т. 88, в. 4, с. 725; Техника больших импульсных токов и магнитных полей, М., 1970; Монтгомери Д. В., Получение сильных магнитных полей с помощью соленоидов..., пер. с англ., М., 1971; Кнопфель Г., Сверхсильные импульсные магнитные поля, пер. с англ., М., 1972; Лагутин А. С., Ожогин В. И., Сильные импульсные магнитные поля в физическом эксперименте, М., 1988; Сильные и сверхсильные магнитные поля и их применение, пер. с англ., М., 1988; Павловский А. И., Магнитная кумуляция, «Природа», 1990, № 8, с. 39.

**СВЕРХСТРУКТУРА** — структура упорядоченного сплава, в к-рой атомы разного сорта правильно чередуются, образуя периодич. решётку с периодом, превышающим периоды кристаллич. решёток материалов, образующих сплав. Образование С. происходит ниже нек-рой темп-ры, называемой темп-рой упорядочения в тех случаях, когда атомам данного сорта энергетически выгоднее быть окружёнными атомами др. сорта. Часто С. возникает в результате фазового перехода 2-го рода. Примером С. может служить структура сплава  $Cu - Zn$  ( $\beta$ -латунь), где в неупорядоченном состоянии атомы  $Cu$  и  $Zn$  равновероятно распределяются по узлам объёмноцентриров. решётки, а во вполне упорядоченном состоянии атомы одного сорта занимают узлы в вершинах кубич. ячеек, а другого — в их центрах. Такого же типа С. встречаются в сплавах состава, близкого к  $Cu - Be$ ,  $Cu - Pd$ ,  $Ag - Mg$ ,  $Fe - Al$ ,  $Au - Zn$  и др.

Лит.: Смирнов А. А., Молекулярно-кинетическая теория металлов, М., 1966.

**СВЕРХТЕКУЧАЯ МОДЕЛЬ ЯДРА** — обобщение одночастичной оболочечной модели ядра, учитывающее парные корреляции нуклонов вблизи поверхности Ферми в средних и тяжёлых ядрах. С. м. я. опирается на понятие остаточного взаимодействия нуклонов. Согласно модели оболочек, значит. часть реального нуклон-нуклонного взаимодействия может быть учтена с помощью введения среднего, самосогласованного поля ядра, в к-ром нейтроны и протоны движутся почти независимо. Неучтённая часть нуклон-нуклонного взаимодействия — т. н. остаточное взаимодействие — чрезвычайно важна для понимания мн. свойств ядра. Если остаточное взаимодействие имеет характер притяжения, то оно существеннейшим образом изменяет движение нуклонов вблизи поверхности Ферми, придавая ему коррелированный характер. Для двух взаимодействующих частиц с противоположными импульсами и направлениями спинов, находящихся у поверхности Ферми, принцип Паули ограничивает возможное взаимодействие. В результате оказывается, что трёхмерный потенциал для пары частиц у поверхности Ферми даже при

малом притяжении приводит к связанному состоянию.

В наиб. распространённых вариантах С. м. я. используется матем. аппарат теории сверхпроводимости (см. Сверхтекучесть атомных ядер). Теория С. м. я. разработана независимо С. Т. Беляевым, А. Б. Migdalом и В. Г. Соловьёвым. При этом в основе лежал либо метод Боголюбова канонических преобразований, либо ур-ния Л. П. Горькова в методе Грина функций.

В С. м. я. используется гамильтониан Бардина — Купера — Шриффера (БКШ). Применительно к ядру он имеет вид:

$$\mathcal{H}_{\text{вкш}} = \sum_{\lambda, \tau} \epsilon_{\lambda}^{\tau} a_{\lambda\tau}^{\dagger} a_{\lambda\tau} - \sum_{\tau, \lambda, \lambda'} G_{\tau} a_{\lambda\tau}^{\dagger} a_{\lambda'\tau}^{\dagger} a_{\lambda'\tau} a_{\lambda\tau}. \quad (1)$$

Здесь  $\tau = n, p$  — т. н. изотопич. индекс ( $n$  — нейтроны,  $p$  — протоны),  $a_{\lambda\tau}^{\dagger}$ ,  $a_{\lambda\tau}$  — операторы рождения и уничтожения нуклона сорта  $\tau$  в состоянии  $\lambda$  с энергией  $\epsilon_{\lambda}^{\tau}$ ;  $\lambda$  — состояние, отличающееся от  $\lambda$  знаком угл. момента нуклона;  $G_{\text{пр}}$  — константа парного взаимодействия нейтронов или протонов. Знак второго слагаемого выбран так, что притяжению нуклонов отвечает  $G > 0$ . Гамильтониан не содержит взаимодействия нейтронов с протонами, эти подсистемы выступают в С. м. я. как независимые. Поэтому в дальнейшем рассматриваем нейтроны (для протонов результаты аналогичны).

Гамильтониан (1) приближённо диагонализуется с помощью линейного канонич. преобразования Боголюбова:

$$\begin{aligned} a_{\lambda}^{\dagger} &= u_{\lambda} a_{\lambda}^{\dagger} - v_{\lambda} a_{\lambda}, \\ a_{\lambda} &= u_{\lambda} a_{\lambda} + v_{\lambda} a_{\lambda}^{\dagger}, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $u_{\lambda}^2 + v_{\lambda}^2 = 1$ . Это преобразование трансформирует взаимодействующие частицы в не взаимодействующие квазичастицы, представляющие собой суперпозицию нейтрона (протона) и нейтронной (протонной) дырки. Т. к. операторы рождения и уничтожения квазичастиц являются линейными комбинациями аналогичных операторов частиц, то гамильтониан, диагональный в терминах квазичастиц, будет нарушать закон сохранения числа частиц. Для приближённого исправления этого дефекта переходят от (1) к вспомогат. гамильтониану  $\mathcal{H}' = \mathcal{H} - \mu \hat{N}$ , где  $\hat{N}$  — оператор числа частиц, а  $\mu$  — множитель Лагранжа, имеющий смысл химического потенциала. Он определяется из условия  $\langle \hat{N} \rangle = N$ , где  $N$  — число частиц данного сорта.

Для приведения гамильтониана  $\mathcal{H}'$  к диагональному виду необходимо коэф. преобразования в ф-ле (2) выбрать в виде:

$$u_{\lambda} = \sqrt{1/2 + (\epsilon_{\lambda} - \mu)/2E_{\lambda}}, \quad (3)$$

$$v_{\lambda} = \sqrt{1/2 - (\epsilon_{\lambda} - \mu)/2E_{\lambda}},$$

$$E_{\lambda} = \sqrt{(\epsilon_{\lambda} - \mu)^2 + \Delta^2}. \quad (4)$$

Щель  $\Delta$  и  $\mu$  определяется из ур-ний

$$1 - G \sum_{\lambda} 1/E_{\lambda} = 0, \quad (5)$$

$$\sum_{\lambda} v_{\lambda}^2 = N. \quad (6)$$

При этом  $\mathcal{H}'_{\text{вкш}}$  преобразуется в гамильтониан независимых квазичастиц, к-рый (с точностью до константы) имеет вид: