

новых систем в твёрдом теле. Развитие этого направления было начато в экспериментах Р. В. Паунда (R. V. Pound) и теоретич. работах А. У. Оверхаузера (A. W. Overhauser). Этот метод можно проиллюстрировать на примере парамагнетика, обладающего полным моментом ионной оболочки $J=1/2$ и ядерным спином $I=1/2$. Уровни энергии этой системы в магн. поле

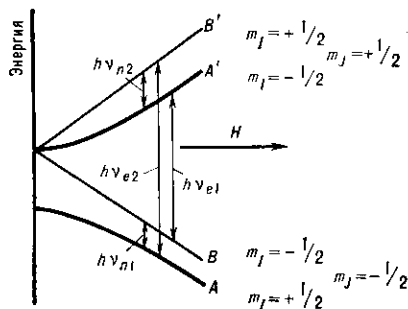


Схема уровней энергии для $J=1/2$ и $I=1/2$ в зависимости от магнитного поля для положительного магнитного момента; ν_{ei} — частоты электромагнитного излучения, вызывающего ЭПР-переходы, ν_{ni} — частоты, возбуждающие ЯМР.

H представлены на рис. В нулевом магн. поле связанные электронный и ядерный моменты образуют два уровня: синглет, отвечающий нулевому полному механич. моменту системы ядро — электронная оболочка, $K=0$, и вырожденный триплет, $K=1$. В достаточно сильном магн. поле, когда зеемановская энергия магн. момента оболочки становится значительно больше энергии сверхтонкого взаимодействия (см. *Сверхтонкая структура*), это взаимодействие можно рассматривать как слабое возмущение. Оно приводит к расщеплению зеемановских компонент электронного дублета на два уровня, отличающихся проекцией ядерного спина m_I на направление внеш. поля. Двойной электронно-ядерный резонанс (ДЭЯР) обычно исследуют в сильном магн. поле. Экспериментально наблюдаются переходы двух типов: $\Delta J = \pm 1, \Delta I = 0$ и $\Delta I = \pm 1, \Delta J = 0$. Первый из них отвечает *электронному парамагнитному резонансу* (ЭПР), второй — *ядерному магнитному резонансу* (ЯМР).

При измерении методом ДЭЯР устанавливают величину внеш. магн. поля, соответствующую центру линии ЭПР на заданной частоте (переходы AB' или $A'B$). Затем увеличивают мощность микроволнового излучения, насыщая ЭПР-переходы. При этом населённость двух уровней, между к-рыми происходят переходы, выравнивается и интенсивность регистрируемого сигнала поглощения обращается в нуль. Затем прикладывают сильное радиочастотное поле на частоте, отвечающей переходам в ядерной магн. системе (AB или $A'B'$) в данном магн. поле. Эти переходы вызывают изменение населённости электронного уровня, отвечающего насыщенному переходу ЭПР, что приводит к появлению сигнала ЭПР. Сигнал наблюдается как в условиях насыщения, так и в условиях адиабатически быстрого прохождения линии ЯМР. Д. р. в парамагнетиках позволяет производить прямые измерения малых разностей энергии между ядерными спиновыми подуровнями.

Д. р. представляет собой полезный метод и при исследовании магнитоупорядоченных веществ с большой плотностью энергии сверхтонкого взаимодействия. В таких веществах из-за большого радиуса косвенного взаимодействия между ядерными спинами ядерная намагниченность в процессе взаимодействия ведёт себя как классич. вектор. Поэтому в данных объектах на магнитоупорядоченную электронную спиновую систему действует эффективное поле $A\langle m \rangle$, где A — константа сверхтонкого взаимодействия и $\langle m \rangle$ — ср. намагниченность ядерной системы. Эффективное поле сверхтонкого взаимодействия наряду с другими

полями определяет положение линии магн. резонанса. Насыщая ЯМР, можно менять величину $\langle m \rangle$, что отразится на положении линии магн. резонанса. Величина эффекта при этом определяется отношением эффективного поля сверхтонкого взаимодействия к полному эффективному полю. Наблюдение Д. р. в таких веществах усложнено сильной нелинейностью ЯМР. Исследование Д. р. в магнитоупорядоченных веществах с большой плотностью энергии сверхтонкого взаимодействия позволяет изучить эту нелинейность и получить много сведений о ядерной магн. системе и о её релаксационных свойствах.

Метод Д. р. используют во многих эксперим. исследованиях, изучающих пары разл. взаимодействующих систем.

Лит.: Сликтер Ч., Основы теории магнитного резонанса, пер. с англ., 2 изд., М., 1981; Туров Е. А., Петров М. П., Ядерный магнитный резонанс в ферро- и антиферромагнетиках, М., 1969. В. А. Тулин.

ДВОЙНОЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ СЛОЙ — тонкий слой, сформированный двумя пространственно разделёнными слоями электрич. зарядов разного знака. Д. э. с. может образовываться на границе двух фаз, напр. твёрдого электрода и газа в газовом разряде, твёрдого электрода и жидкости в электролите, в плазме твёрдых тел, а также внутри одной фазы, напр. в газообразной плазме. Пространств. разделение зарядов в Д. э. с. сопровождается появлением электрич. разности потенциалов $\Delta\phi$, к-рая оказывает существен. влияние на электрокинетич. явления, на скорость приэлектродных и электродных процессов, адсорбцию и т. п.

На границе металл — вакуум Д. э. с. образуется в результате смещения электронного газа за пределы положительно заряженной кристаллич. решётки. В газовом разряде на границе металл — газ Д. э. с. является прикатодный слой; именно такой Д. э. с. был впервые обнаружен И. Ленгмуором (I. Langmuir) в 1929. Д. э. с. в электролите образуется в результате неск. процессов (переходом ионов из электрода в раствор и наоборот, адсорбцией, ориентацией полярных молекул) и может быть локализован непосредственно или только в твёрдой фазе (электроде), или только в жидкой (растворе), или ионами твёрдой фазы и адсорбированными на нём ионами жидкой фазы.

Д. э. с. в плазме является областью с сильно нарушенной *квазинейтральностью плазмы*; толщина его составляет неск. дебаевских радиусов. Частица с зарядом e при пролёте через Д. э. с. набирает энергию $\mathcal{E} = e\Delta\phi$, к-рая в сильных полях может во много раз превышать среднюю кинетич. энергию (температуру) частиц плазмы $e\Delta\phi \gg T_e, i$.

Разделение зарядов в плазменном Д. э. с. носит динамич. характер и для существования стационарного Д. э. с. в бесстолкновительной плазме требуется выполнение условий Ленгмюра и Бома. Условие Ленгмюра есть следствие баланса потоков импульса электронов и ионов, пролетающих через Д. э. с., и при $e\Delta\phi \gg T_e, i$ оно определяет необходимое отношение электрич. токов электронов j_e и ионов j_i через Д. э. с.; в системе отсчёта, в к-рой Д. э. с. неподвижен, $j_e/j_i = \sqrt{m_i/m_e}$ (m_i, m_e — массы ионов и электронов). Тепловое движение частиц, препятствующее динамич. разделению зарядов, не может помешать формированию Д. э. с., если выполнено условие Бома $m_e v^2 \gg \geq T_e + T_i$, где $v = j_e/en$ — скорость дрейфа электронов, переносящих ток (n — плотность плазмы). Но это условие по существу совпадает с условием возникновения неустойчивости Бунемана — раскачки связанных друг с другом колебаний плотности заряда электронной и ионной компонент плазмы (см. *Неустойчивости плазмы*).

Развитие неустойчивости Бунемана в плазме, окружающей Д. э. с., может привести к его разрушению, если эта неустойчивость не стабилизируется внеш. влиянием, напр. электродами, расположенными рядом