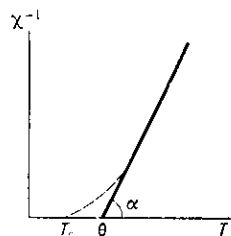




совпадает с коэф. λ молекулярного поля $H^* = \lambda M$ (M — намагниченность образца). В Гейзенберга модели коэф. λ пропорционален обменному интегралу между спиновыми моментами S , а $C = Ng^2 S(S+1) \mu_B^2 / 3k$ (N — число магн. атомов в образце, g — Ланде множитель, μ_B — магнетон Бора).

Для модели Гейзенберга существенна локализация электронов — носителей магн. момента. Между тем



К.— В. з. наблюдается в большом числе металлов и сплавов (включая осн. ферромагн. металлы Fe, Co, Ni), где электроны, обуславливающие их магн. свойства, делокализованы. Учёт обменного взаимодействия в теории коллективизиров. электронов Стопера — Вольфарта хотя и усиливает слабо зависящий от T Паули парамагнетизм $\chi_P(T)$, но не может привести к К.— В. з. при $T \ll T_F$ ($T_F \approx 10^4$

К — темп-ра Ферми в металле) ввиду сильного вырождения электронного газа (вклад в парамагнетизм оказывается квадратичным, а не линейным по параметру T/T_F).

Для преодоления этого противоречия в теоретич. объяснении К.— В. з. в 70-х гг. 20 в. была предложена теория спиновых флуктуаций [2], к-рая учитывает корреляции между электронами и приводит к появлению линейной (или близкой к ней) зависимости $\chi_P(T)$, что и даёт возможность объяснить справедливость К.— В. з. для металлов и сплавов.

Помимо флуктуационного механизма, к К.— В. з. могут приводить особенности реальной электронной структуры магнетиков. Так, при наличии пика плотности состояний вблизи энергии Ферми (как, напр., в Ni) зависимость $\chi(T)$ имеет вид К.— В. з. [3, 4].

На температурную зависимость магн. восприимчивости χ может влиять также размытие электронного спектра, вызванное разл. типами взаимодействий в твёрдом теле. Выявление их роли — актуальная задача теории магн. явлений и эксперимента.

Лит.: 1) Киттель Ч., Введение в физику твёрдого тела, пер. с англ., М., 1978; 2) Мория Т., Последние достижения теории магнетизма коллективизированных электронов, пер. с англ., «УФН», 1981, т. 133, с. 117; 3) Wohlfarth E., Can the Curie-Weiss law of metallic ferromagnets be compatible with simple Stoner theory?, «Comments Solid State Phys.», 1975, v. 6, p. 123; 4) Irkhin Yu. P., Rosenfeld E. W., New interpretation of Curie-Weiss law in transition metals, «Solid State Commun», 1982, v. 44, p. 1371. Ю. П. Ирхин.

КЮРИЙ (Curium), Cm, — радиоакт. хим. элемент III группы периодич. системы элементов, относится к актиноидам, получен искусственно, ат. номер 96. Конфигурация внеш. электронных оболочек $5s^2 5p^6 4d^{10} 7s^2 6d^1 7s^2$. Наиб. долгоживущим является малодоступный α -радиоактивный ^{247}Cm ($T_{1/2} = 1,6 \cdot 10^7$ лет).

В ядерных реакторах путём длит. облучения нейтронами плутония или урана можно получить граммовые кол-ва α -радиоактивных ^{242}Cm ($T_{1/2} = 162,8$ сут) и ^{244}Cm ($T_{1/2} = 18,11$ лет). Энергия ионизации 6,09 эВ.

Кристаллохим. радиус атома К. 0,174 нм, радиус иона Cm^{3+} ок. 0,0946 нм, Cm^{4+} 0,0886 нм. Значение электроотрицательности 1,2.

В свободном виде — мягкий серебристо-белый металл. При темп-ре ниже 600 °С устойчива α -модификация с двойной плотной гексагональной кристаллич. решёткой, постоянные к-рой $a = 0,3496$ и $c = 1,1331$ нм; при темп-ре выше 600 °С α -Cm переходит в β -Cm с кубич. гранцентриров. решёткой. Плотность α -Cm 13,51 кг/дм³, $t_{пл} = 1345$ °С, $t_{кип}$ ок. 3200 °С, теплоёмкость $c_p = 27,6$ Дж/моль·К, теплота плавления 14,64 кДж/моль.

В соединениях проявляет степень окисления +3 (наиб. характерна), а также +4 и +6. ^{242}Cm может использоваться в изотопных источниках тока (применяемых, напр., на космич. кораблях), в смеси с Be — для приготовления нейтронных источников.

С. С. Вердонисов.

ЛАВИНА ЭЛЕКТРОННАЯ — неуклонно нарастающий процесс размножения электронов в результате ионизации атомов и молекул, как правило, электронным ударом; является главнейшим элементом электрич. пробоя газов. В большинстве случаев Л. э. развивается в электрич. или эл.-магн. поле, хотя возможно лавинное размножение электронов чисто тепловой природы, напр. в ударной волне.

Л. э. начинается от небольшого числа первичных (затравочных) электронов, может даже от одного. Электрон разгоняется в пост. поле или приобретает энергию колебаний, если поле осциллирующее. При упругом столкновении с атомом он меняет направление своего движения и приобретённая между двумя последоват. столкновениями энергия переходит в энергию его хаотич. движения. Так, малыми порциями, происходит набор энергии электрона в поле. Когда энергия достигает величины, немного превышающей потенциал ионизации, электрон при столкновении ионизует атом, теряя при этом свою энергию. В результате появляются два медленных электрона, к-рые набирают энергию в поле, и т. д. Развитие Л. э. тормозится за счёт потерь энергии электронами при упругих и неупругих столкновениях (на электронное возбуждение атомов и молекул, возбуждение молекулярных колебаний и вращений) и вследствие потерь самих электронов в результате их диффузионного ухода из области действия поля или прилипания к электроотрицат. молекулам. Рекомбинация ионов и электронов также может ограничить рост Л. э., но не в начале её развития, а лишь когда появится очень много ионов. В редких случаях возможна ионизация в два этапа: электрон только возбуждает атом, а последний ионизуется внеш. оптич. излучением, или происходит ассоциативная ионизация при объединении возбуждённого атома с невозбуждённым в молекулярный ион. Обычно в пост. поле, ВЧ-поле и СВЧ-поле возбуждение атомов ударами электронов только тормозит развитие Л. э., т. к. электрон теряет энергию на возбуждение и вынужден снова её набирать. Исключение составляют нек-рые газовые смеси, в к-рых происходит резонансная передача возбуждения одного типа атома на ионизацию другого (см. Пеннинга эффект), и световые поля достаточно высокой интенсивности и частоты, в к-рых возбуждённый атом ионизуется в результате многоквантового фотоэффекта (см. Оптические разряды).

Важнейшей характеристикой Л. э., определяющей скорость её нарастания во времени, является частота ионизации ν_i — число электронов, к-рое в ср. рождает один электрон в 1 с. Если в момент t имеется N_e электронов, то

$$\frac{dN_e}{dt} = \nu_i N_e, \quad N_e = N_0 \exp \nu_i t, \quad (1)$$

где N_0 — число затравочных электронов в нач. момент $t=0$. Частота ионизации электронным ударом зависит от энергетич. спектра $n(\epsilon)$ электронов в лавине (т. е. от поля) и определяется ф-лой

$$\nu_i = \int n(\epsilon) \sigma_i(\epsilon) d\epsilon / \int n(\epsilon) d\epsilon, \quad (2)$$

где $\sigma_i(\epsilon)$ — сечение ионизации электроном энергии ϵ . Когда ср. энергия $\bar{\epsilon}$ спектра существенно меньше потенциала ионизации I , приближённо можно принять $\sigma_i \approx C(\epsilon - I)$. В случае максвелловской ф-ции распределения

$$\nu_i = N_0 \bar{\nu}_e C (I + 2kT_e) \exp(-I/kT_e), \quad \bar{\nu}_e = (8kT_e/\pi m)^{1/2}, \quad (3)$$