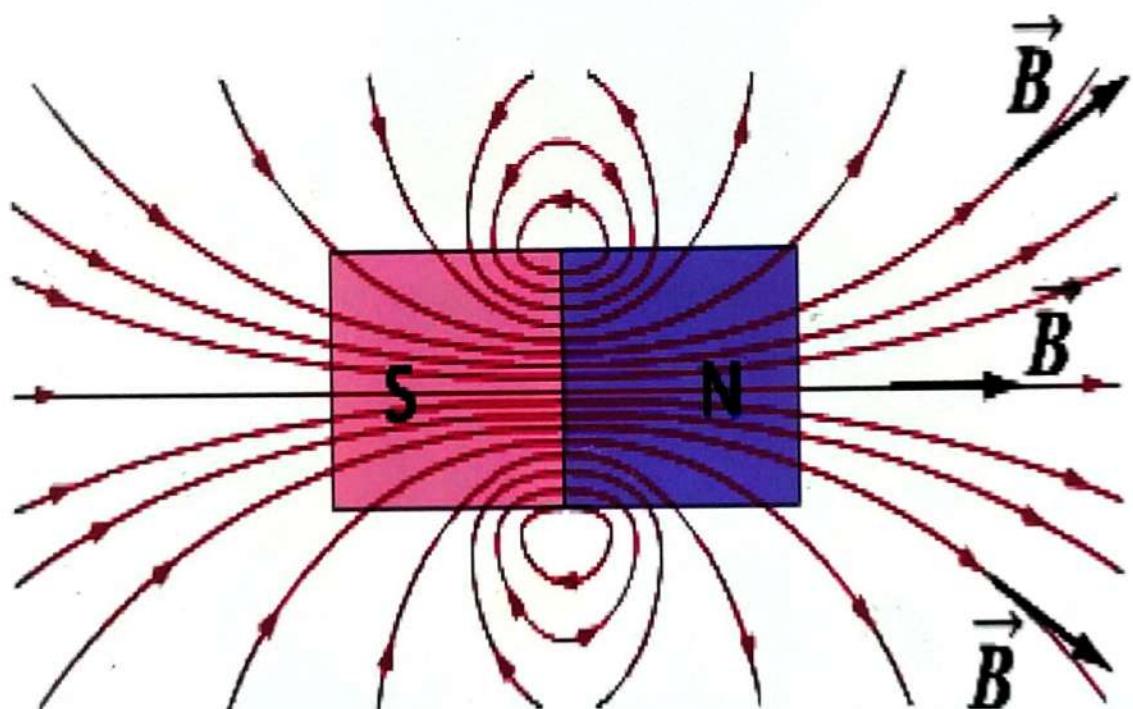


B.Q. Mamanazarov

U.R. Rustamov

MODDALARNING MAGNIT TABIATI

/ O'quv qo'llanma /



TERMIZ

2021

**O'ZBEKISTON RESPUBLIKASI
OLIY VA O'RTA MAXSUS TA'LIM VAZIRLIGI**

TERMIZ DAVLAT UNIVERSITETI

B.Q. Mamanazarov, U.R. Rustamov

MODDALARNING MAGNIT TABIATI

/ O'QUV QO'LLANMA /

(5110200 – fizika va astronomiya o'qitish metodikasi)

**TERMIZ
2021**



*O'zbekiston Respublikasi Oliy va O'rta maxsus ta'lif vazirligi
kengashining 2021 yil 23 noyabr 500 - sonli buyrug'iga asosan chop
etishga tavsiya etilgan.*

Ro'yhatga olish raqami: 500-017
UO'K: 537.6(075.8)
KBK: 22.33ya73
M 23

ANNOTATSIYA

Ushbu o'quv qo'llanmada moddalarning magnit xossalari to'g'risida asosiy tushunchalar bayon qilingan. Shuningdek diamagnit, paramagnit va ferromagnit xususiyatlari moddalarda kechadigan magnit hodisalarning kvant xususiyatlari tushuntirilgan. Magnetizm bo'yicha ba'zi mualliflarning nazariy va eksperimental asosiy natijalari ma'lumotlar sifatida keltirilgan. O'quv qo'llanma oliy ta'lif muassasida «5110200 – fizika va astronomiya o'qitish metodikasi» ta'lif yo'nalishi bo'yicha ta'lif oladigan bakalavr va «5A110201 – Aniq va tabiiy fanlarni o'qitish metodikasi(fizika va astronomiya)» ta'lif yo'nalishi bo'yicha ta'lif oladigan magistr talabalar uchun mo'ljallangan.

Ushbu o'quv qo'llanma O'zbekiston Respublikasi oliy va o'rta - maxsus ta'lif vazirligining 2021 yil 23 noyabrdagi 500-sonli buyrug'iga asosan, Muvofiqlashtiruvchi kengashning o'quv-uslubiy birlashma va komissiyalarini tomonidan ijobjiy xulosa berilgan oliy va o'rta - maxsus ta'lif muassasalari uchun yaratilgan o'quv adabiyoti sifatida tasdiqlangan.

Mualliflar:

Mamanazarov Bo'ri Qulto'raevich - Termiz Davlat Universiteti o'qituvchisi

Rustamov Umid Raxmatovich - Chirchiq Davlat Pedagogiki Instituti dotsenti v.b., f.-m. f. n.

Taqrizchilar:

K. R. Nasriddinov – Toshkent Viloyat Chirchiq Davlat Pedagogiki Instituti professori, fizika - matematika fanlari doktori.

Ch. S. Saidov – Termiz Davlat Universiteti professori, fizika - matematika fanlari doktori.

B.Q. Mamanazarov, U.R. Rustamov
/ MODDALARNING MAGNIT TABIATI /
O'quv qo'llanma. –T.: TerDU, 2021. - 136 bet.

KIRISH

Moddalarning magnit xossalari o‘rganish va ularni tadqiq qilish fizika fani nuqtai - nazardan juda muhim hisoblanadi. Bunda magnetizm rivojlanishining ikki yo‘nalishini ko‘rsatish mumkin. Bu yo‘nalishlar yangi magnit materiallar yaratishga va mavjudlarini mukammallashtirishga bo‘lgan talabga asoslangan. Zamonaviy magnetizm rivojlanishi 1920 - yillardan metall qotishmalarning magnit xossalari o‘rganishdan boshlangan. Bu rivojlanish katta magnit singdiruvchanlikli yumshoq magnit materiallar, qattiq magnit materialar, temperaturaga bog‘liq bo‘lмаган magnit qotishmalar va magnit – straksion materiallardan foydalanishga bo‘lgan talabga asoslangan. Bu maqsadga erishish uchun sof 3d - metall ferromagnitlarda kechadigan magnit hodisalar batafsil o‘rganilgan va ular asosida qotishmalar yaratilgan. Ayniqsa ularning monokristall namunalari batafsil o‘rganilgan. Shuningdek ferromagnitlarning magnit strukturalari va texnik egri chiziqli magnitlanish nazariyalari yaratildi. Ferromagnitlarning kvant nazariyasi rivojlantirildi va magnit hodisalar fizikasining umumiyligi rivojlanishida ulkan yutuqlarga erishildi.

Ushbu o‘quv qo‘llanmada moddalarning magnit xossalari to‘g’risida asosiy tushunchalar bayon qilingan. Shuningdek diamagnit, paramagnit va ferromagnit xususiyatlari moddalarda kechadigan magnit hodisalarning kvant xususiyatlari ko‘rsatilgan. Ba’zi mualliflarning magnetizm bo‘yicha turli asosiy nazariy va eksperimental natijalari ma’lumotlar sifatida keltirilganva tahlil qilingan. O‘quv qo‘llanma talabalarning magnetizmni nazariy va eksperimental o‘rganishiga yordam beradi. O‘quv qo‘llanma oliy ta’lim muassasida fizika bo‘yicha ta’lim oladigan bakalavr va magistr talabalar uchun mo‘ljallangan.

1 - BOB. MAGNETIZM VA MODDA ATOMINING MAGNIT TABIATI.

§1.1. Moddaning magnit xossalari o‘rganish tarixi.

Tarixiy ma’lumotlarga ko‘ra «magnetizm» va «magnit» so‘zlari yunon provinsiyasi Magneziya va Magnes shahri nomidan kelib chiqqan. Chunki bu shahar atrofida temirni o‘ziga tortuvchi tosh-magnetit qazib olingan. Bu ma’lumotni Lukresiy Kar o‘zining «Moddalar tabiat haqida» kitobida bayon qiladi. Pliniyga ko‘ra, “magnit” so‘zi magnetitni topib olgan Magnes ismli cho‘pon nomidan kelib chiqqan. Magnetit - judda murakkab tuzilmali magnit kristall sinfiga tegishli moddalardan biridir. Aynan magnetit esa - temir ferritdir. Fransuz olimi Neel bunday turdagи kristallarning magnit tuzilishini anglab, ular uchun - ferrimagnit nomini kiritdi. Ferrimagnetizm nazariyasini yaratgani uchun 1970 yilda Neel fizika bo‘yicha Nobel mukofotiga sazovor bo‘lgan.

Birinchi eksperimentator - magnitolog sifatida Per de-Marikurni hisoblash mumkin. U torella - magnetitdan yasalgan sharsimon magnit bilan o‘tkazilgan tajribalarda, torella meridianlari bo‘ylab uzun temir bo‘lagi yo‘nalishlarini o‘matdi. Shuningdek u 1269 yilda magnit qutbi tushunchasini kiritdi. Magnetizm birinchi ilmiy monografiya Gilbert tomonidan yozilgan. U magnetizm bo‘yicha o‘zining davrigacha mavjud bo‘lgan tadqiqotlarni, shuningdek o‘zining keng tadqiqotlari natijalarini bayon qilgan. U Per de-Marikurning torella bilan bog‘liq tajribalarini takrorlab, torella - Yerning modeli bo‘lishi mumkinligini ko‘rsatdi. U magnit jism sifatida qarab magnitning tortish xususiyatini «magnit ruhi» bilan tushuntirgan.

Dekart magnit hodisalar bo‘yicha materialistik qarashlarni Gilbert qarashlariga qarshi qo‘ygan. Dekartning magnit vintiklari o‘sha vaqtida ma’lum bo‘lgan yagona magnit materiallarga ta’lluqli hisoblanadi. Gollandiyalik Burgmans 1778 yilda temirni paramagnetiklar o‘ziga tortishini va diamagnetiklar esa uni o‘zidan

itarishini kashf etdi. 1820 yildan boshlab magnetizm bo'yicha zamonaviy tadqiqotlar davri boshlandi. Bu tadqiqotlar davrini shartli ravishda 3 qismga bo'lish mumkin.

1 - davr Erstedning elektr va magnetizm orasidagi bog'liqlikni kashf etishdan boshlanadi deb hisoblash mumkin. U doimiy tokning magnit strelkaga ta'sirini kuzatdi. Frantsuz akademiyasida qilgan ma'rzasida Amper magnetizm sababi molekulyar toklar ekanligi haqida gapirgan. Shuningdek u elektr toki va magnitlarning ekvivalentligi haqidagi teoremani ham isbotlagan. 1831 yilda M. Faradey elektromagnit induksiya qonunini kashf etdi va keyinchalik Burgmans tajribalarini takrorlab, diamagnetizm va paramagnetizm tushunchalarini kiritdi. 1845 yilda diamagnetizmni tadqiq qilish bilan bog'liq ravishda, u magnit maydon tushunchasini ham kiritdi. Yana magnit maydoniga joylashtirilgan shaffof shishadan o'tuvchi yorug'likning qutblanish tekisligini burilish effektini kashf etdi. Bu davrda Maksvell tenglamalari ham yaratildi.

2 - davr ferromagnetiklar nochiziqli magnit xossalari va favqulodda kuchli maydonlarni miqdoriy o'rganish bo'yicha dastlabki eksperimental ishlar bilan boshlandi. Stoletov «Temirning magnitlanish funksiyasi haqida» nomli ilmiy ishida temirning magnit singdiruvchanligini magnit maydon kuchi bilan bog'liqligini o'rgandi. 1890-yillarda elementar zarra - elektron kashf etildi. 1896 yilda Zeeman magnit maydonida spektral chiziqlarning bo'linib ketish effektini kuzatdi. Keyinchalik Lorens, Zeeman effektining elektron nazariyasini yaratdi. 1897 yilda Larmor magnit moddada elektron haqidagi teoremani isbotladi. O'sha yillarda P. Kyuri diamagnetikning qabul qiluvchanligining temperaturaga teskari proporsionalligini isbotladi.

1905 yilda Amper molekulyar toklar haqidagi tasavvurlardan, Larmor teoremasi va Lorens elektron nazariyasidan foydalanib, diamagnetizm va paramagnetizmning klassik nazariyasini yaratdi. 1907 yilda Veys ferromagnetizmning dastlabki zamonaviy nazariyasini yaratdi. Bu nazariya ichki molekulyar maydonning mavjudligi haqida bo'lib, unga ko'ra bu ichki maydon ferromagnetikda spontan magnitlanishni paydo bo'lishiga olib keladi. Bu

gipoteza ferromagnetikning har - biri to‘yinish qiymatigacha magnitlangan domenlarga bo‘lingani haqidagi taxminlarni ham o‘z ichiga oladi. O’sha yillar Arkadev, o‘zgaruvchan magnit maydonida yuqori chastotali elektromagnit nurlanishning rezonans yutilishini kuzatish uchun ferromagnit tabiatini o‘rganadi.

3 - davr 1920 yilda Paulining Bor magnetoni - magnetizmning elektron kvantini kiritishi bilan boshlandi. 1925 yilda Gaudsmit va Ulenbeklar elektronning spinini kashf etishdi. Kvant mexanikaning keyingi rivoji Geyzenberg, Frenkel va Blox tomonidan ferromagnetizmda almashinuv o‘zaro ta’sirni hisobga olinuvchi kvant nazariyasini yaratilishiga olib keldi. Bu bilan bir vaqtida ferromagnetiklarning texnik magnitlanishi jarayonlari haqida zamonaviy tasavvurlar shakllana boshladi.

§1.2. Asosiy magnit kattaliklar va magnetiklar.

Magnit o‘zaro ta’sir - harakatlanayotgan elektr zaryadlar yoki magnit momenti mavjud bo‘lgan jismlar o‘rtasida fizik o‘zaro ta’sirning alohida shaklidir. Magnit o‘zaro ta’sir magnit maydon orqali amalga oshiriladi. Magnit va elektr maydonlar o‘rtasida to‘la simmetriya mavjud emas. Ma’lumki elektr maydon manbai elektr zaryad hisoblanadi, lekin shunday «magnit zaryad» tabiatda kuzatilmagan. Shunday zaryadlar magnit momentni hosil qiladi deb hisoblangan.

Qattiq jismlarda magnit hodisalarini miqdoriy ifodalash uchun bir qator aksial vektorlar kiritiladi: magnit maydon kuchlanganligi \vec{H} , magnit induksiya vektori \vec{B} va magnitlanish vektori \vec{J} . Magnit maydon kuchlanganligi \vec{H} - elektr tokli I to‘gri o‘tkazgichdan a masofada $H = \frac{I}{2a}$ teng. Uning birligi $[H] = 1 \frac{A}{m}$.

Magnit maydon kuchlanganligi muhitning magnit xossalariiga bog‘liq emas.

Magnit induksiya vektori \vec{B} - moddadagi magnit maydonning asosiy xarakteristikasidir. U moddadagi elektronlar va boshqa zarralar hosil qilgan mikroskopik magnit maydonlar kuchlanganligi yig‘indisining o‘rtacha

qiymatidir. Vakuumda $B = \mu_0 H$ teng bo'lib, uning birligi SI sistemada $[B] = 1 \text{ Tl}$ teng.

Magnit moment \vec{M} - jismning magnit xossalardan biridir. Mikrotok va makrotok magnetizm manbasi hisoblanadi. Magnit moment vektori elektr dipol momenti bilan o'xshash ravishda ifodalanadi. Faqat elektr dipol emas balki magnit dipol nazarda tutiladi. Magnit moment birliklari $[M] = 1 \frac{\text{A}}{\text{m}^2} = 1 \text{ Vs} \cdot \text{m}$ bo'lib, u magnit maydon ta'sirida yoki spontan ravishda vujudga keladi.

Magnitlanish vektori \vec{J} - magnit momentining hajmiy zichligi hisoblanadi va $J = \frac{M}{V}$ teng. J - jism magnit momentining makroskopik xarakteristikasidir. Uning birligi SI sistemada $[J] = 1 \frac{\text{A}}{\text{m}}$. Magnit vektorlari o'zaro magnit qabul qiluvchanlik χ va magnit singdiruvchanlik μ bilan bog'langan.

$$B = \mu \mu_0 H = \mu_0 H + J \quad (1.1)$$

Bunda $J = \mu_0 \chi H$ va $\mu = 1 + \chi$ bo'lib, χ va μ - nisbiy va birliksiz kattaliklardir.

Modda bo'lмаган joyda $\chi = 0$ bo'lgani uchun vakuumda $\mu = 1$ bo'ladi. Elektr dipol - ishoralari qarshi va miqdori teng bo'lgan 2 ta zaryaddan iborat sistemadir. Elektr dipol shartli ravishda strelka bilan ifodalanadi. Magnetizmga tegishli asosiy fizikaviy kattaliklarning belgilanishi va o'lchamliklari 1-jadvalda keltirilgan.

Magnetizm bo'yicha asosiy kattaliklar haqida ma'lumotlar.

1–jadval.

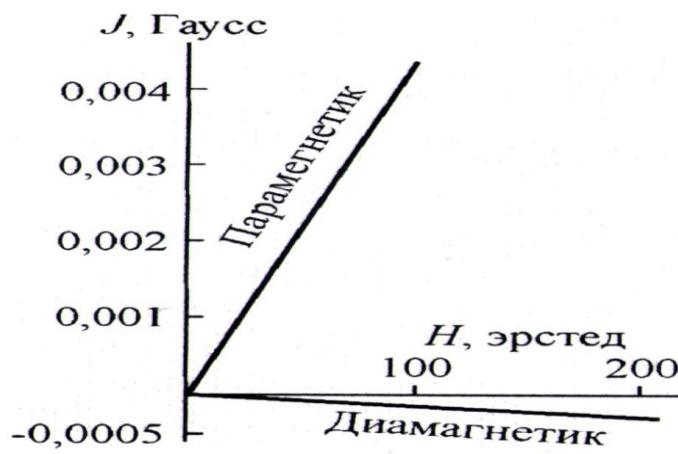
Nº	Kattalik nomi	Kattalik o'chamligi	Birlik xalqaro belgisi	Birlik ta'rifi
1.	Magnit maydon kuchlanganligi	$L^{-1}I$	A/m	Tekis taqsimlangan o'ramlaridan 1/n A tok kuchi o'tadigan (bunda n – solenoidning 1 m uzunligidagi o'ramlari soni) uzun solenoid markazidagi magnit maydon kuchlanganligi
2.	Magnit yurituvchi kuch	I	A	O'zgarmas 1 A tok o'tib turgan kontur bilan tutashgan yopiq zanjirning magnit yurituvchi kuchi
3.	Magnit potensiallar ayirmasi	I	A	-
4.	Magnit induksiyasi	$MT^{-2}I^1$	T	Ko'ndalang kesimi 1 m^2 bo'lgan yuzadan 1 Vb magnit oqimi o'tganda hosil bo'ladigan magnit induksiyasi
5.	Magnit oqimi	$L^2MT^{-2}I^1$	Wb	Magnit oqimi nolgacha kamaya borayotganida u bilan tutashgan, qarshiligi 1 Om bo'lgan elektr zanjiri o'tkazgichining ko'ndalang kesimi orqali o'tadigan 1 Kl elektr miqdoridir.
6.	Induktivlik	$L^2MT^{-2}I^2$	H (Henry)	1 A o'zgarmas tok kuchida 1 Vb magnit oqimi bilan tutashdigan elektr zanjirining induktivligi.
7.	O'zaro induktivlik	$L^2MT^{-2}I^2$	H	-
8.	Absolyut magnit singdiruvchanlik			Kuchlanganligi 1 A/m bo'lgan magnit maydoni 1 Tl magnit induksiyasi hosil qiladigan muhitning absolyut magnit singdiruvchanligi
9.	Magnit doimiylik (magnit konstanta)	$LMT^{-2}I^2$	H/m	-
10.	Magnit momenti	L^2I	$A \cdot m^2$	Yuzasi 1 m^2 kontur orqali o'tuvchi kuchi 1 A

	(Amper mognit momenti)			bo‘lgan elektr tokining magnit momenti
11.	Magnit momenti (Kulon magnit momenti)	$L^2MT^{-2}I^2$	Wb · m	-
12.	Magnitlanganlik (magnitlanganlik intensivligi)	$L^{-1}I$	A/m	Magnit momenti 1 A m^2 ga teng bo‘lgan 1 m^3 hajmlı moddaning magnitlanganlik miqdori
13.	Solishtirma elektr qarshilik	$L^3MT^{-3}I^2$	$\Omega \cdot \text{m}$	Ko‘ndalang kesim yuzasi 1 m^2 , uzunligi 1 m, 1 Om qarshilikka ega o‘tkazgichning solishtirma elektr qarshiligi
14.	Solishtirma elektr o‘tkazuvchanlik	$L^{-3}M^{-1}T^3I^2$	S/m	Ko‘ndalang kesim yuzasi 1 m^2 , uzunligi 1 m, 1 Sm elektr o‘tkazuvchanlikka ega o‘tkazgichning solishtirma elektr o‘tkazuvchanligi
15.	Magnit qarshilik	$L^{-2}M^{-1}T^2I^2$	H^{-1} (A/Wb)	Magnit zanjirining 1 A magnit yurituvchi kuchi 1 Vb magnit oqimi hosil qilgandagi magnit qarshiligi
16.	Magnit o‘tkazuvchanlik	$L^2MT^{-2}I^2$	H (Wb/A)	Magnit zanjirining qarshiligi 1 Gn^{-1} bo‘lgandagi magnit o‘tkazuvchanlik

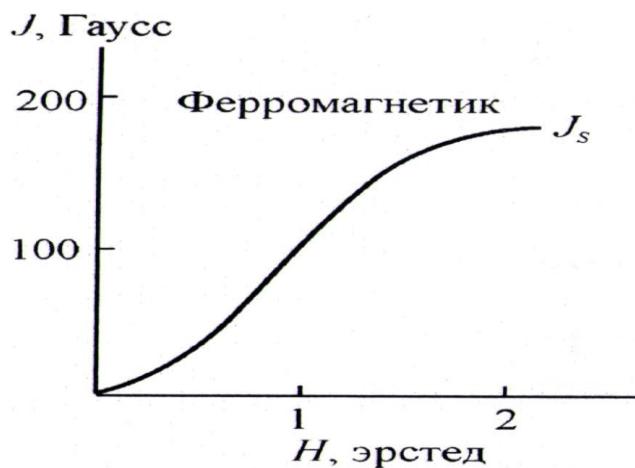
19 - asrda Faradey tomonidan magnit maydonning moddaga ta’sirining 2 ta asosiy effekti kashf qilindi. Elektromagnit induksiya qonuniga asosan, moddada magnit maydoni moddada yo‘nalishi tashqi magnit maydoni yo‘nalishiga qarshi yo‘nalgan induksion elektr toki hosil bo‘ladi. Shunday qilib moddada hamma vaqt tashqi magnit maydoni hosil qilgan va yo‘nalishi qarshi bo‘lgan magnit momenti mavjud bo‘ladi. Faradey bu effektni - *diamagnetizm* sifatida aniqladi (dia - moddada magnit maydon kuch chiziqlarining o‘zaro uzoqlashishini bildiradi).

Agar modda atomi oldindan magnit momentga ega bo‘lsa $M \neq 0$, tashqi magnit maydoni bu magnit moment yo‘nalishini o‘z yo‘nalishiga qaratishga intiladi. Natijada, tashqi magnit maydon yo‘nalishiga parallel bo‘lgan magnit momenti yuzaga kelib, bu holat Faradey tomonidan *paramagnetizm* deb ataldi. Paramagnetizm - paramagnetikda magnit maydon kuch chiziqlarining o‘zaro yaqinlashishini bildiradi. Bunda magnit maydoni kuch chiziqlari quyuqlashadi. Paramagnetik doimiy magnitning ikkala intilishga harakat qiladi.

Paramagnetizm holati tashqi magnit maydonida turgan moddada hamma vaqt mavjud bo‘lgani uchun, bunday tartibli moddada paramagnetizmning diamagnetizmdan ustunlik qilishini ko‘rsatadi. Bir qator holatlar uchun magnit maydon kuchlanganligi va magnitlanish orasidagi bog‘liqlik $J = \mu_0 \chi H$ 1 – rasmda ifodalangan.



a

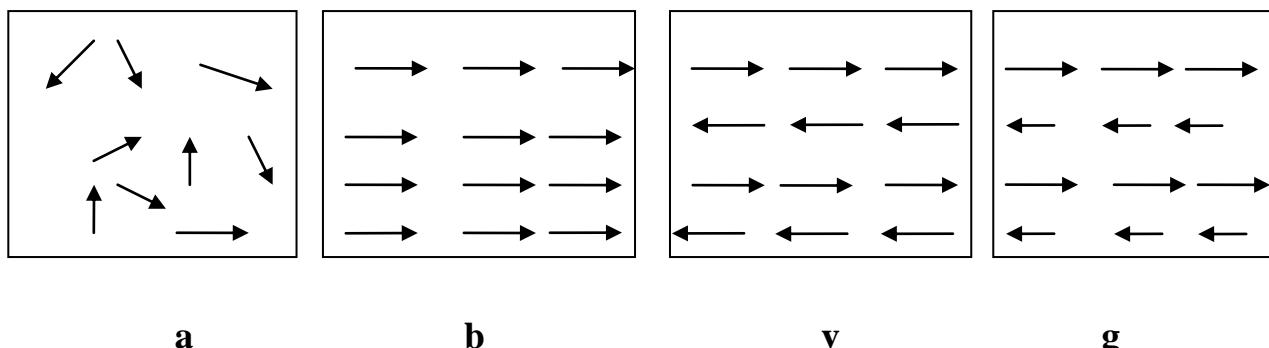


b

1 - rasm. Tashqi magnit maydon ta’sirida hosil bulgan magnit orasidagi bog‘liqlik. a – diamagnetik va paramagnetik uchun. b – ferromagnetik uchun.

Tashqi magnit maydon tomonidan moddada induksiyalangan magnit moment musbat yoki manfiy ishorali bo‘lishi mumkin. Bu rasmda diamagnit va paramagnitlarda magnit tomonidan induksiyalangan magnit moment qiymatlari solishtiriladi. Bunda sezilarli effektni hosil qilish uchun $\sim 10^2$ E tartibidagi maydon

hosil qilish kerak. Moddaning magnit xossasiga, zarralar o‘rtasidagi magnit va elektr tabiatli ichki o‘zaro ta’sir sezilarli ta’sir o‘tkazadi. Bu o‘zaro ta’sir oqibatida tashqi magnit maydoni mavjud bo‘lmaganda ham, ba’zida moddada o‘z - o‘zidan zarra magnit momentining orientasiyasida tartiblanish yuzaga keladi. Bu holatlarda odatda kuchli magnetizm haqida gapiriladi. 1.b-rasmida ferromagnit magnitlanishning magnit maydon bilan bog‘liqligi ifodalangan. Bu holatda $\sim 10^3$ E maydonda magnitlanish kattaligi diamagnit va paramagnitlardan $\sim 10^3$ marta katta bo‘ladi. Diamagnitlarda xususiy magnit momentlari mavjud bo‘lmay, magnitlanish tashqi magnit maydonida induktsiyalanadi. Paramagnetizm holati moddada xususiy magnit momenti mavjudligi sababidir. Tashqi magnit maydoni mavjud bo‘lmaganda, bu moment yo‘nalishi tartiblanmagan bo‘ladi.(2-rasm).



2 - rasm. Alohida atomlarning magnit momentlari tartiblanishi sxemasi: a – paramagnetik holida, b – ferromagnetik holida, v – antiferromagnetik holida, g – ferrimagnetik holida.

Paramagnetiklarda magnitlanish faqat oldin mavjud bo‘lgan xususiy magnit momentlarning yo‘nalishlarini orientasiyalash yo‘li bilan, diamagnitlardi kabi tashqi magnit maydonida hosil bo‘ladi. Bir qator holatlarda qattiq jismning magnit strukturasi turli ko’rinishdagi spontan tartiblanish bilan xarakterlanadi.

Xususiy atom magnit momenti o‘zaro parallel yo‘naltirilgan kristall va polikristall - ferromagnetiklar deyiladi. Mos ravishda, qo‘shni atom momentlari antiparallel bo‘lgan moddalar - antiferromagnetizm va ferromagnetizm holatlari bir vaqtda moddada mavjud bo‘lishi mumkin. Bu shuni bildiradiki, atomning magnit momentining antiferromagnit tashkil etuvchisi to‘liq emasdir. Magnetizmni texnik qo‘llashning bunday muhim yo‘nalishi - *ferrimagnetizmdir*. Bunday xossaga

ega moddalar - *ferritlar* deyiladi. Shunday qilib, moddaning magnit xossasi shartli ravishda kuchsiz magnetizm(diamagnetizm va paramagnetizm) va kuchli magnetizm(ferromagnetizm, antiferromagnetizm va ferromagnetizm)ga bo'lish mumkin. Ta'kidlash kerakki, modda magnitlanishining elektr qutblanishdan farqi mavjud. Dielektriklarning elektr qutblanishida dielektrik qabul qiluvchanlik $\chi \neq 0$ va shuning uchun $\varepsilon \neq 1$ bo'ladi. Lekin modda magnitlanishda magnetizm tabiatiga bog'liq ravishda, magnit qabul qiluvchanlikning ishorasi musbat yoki manfiy bo'lishi mumkin. O'ta o'tkazuvchanlik xossali moddalar uchun $\rho = 0$ va $\mu = 0$ bo'ladi.

Ko'p sonli turli zarralardan iborat modda atom strukturasining murakkabligi, modda magnit xossalaring xilma - xilligini keltirib chiqaradi. Magnit maydonidagi qattiq jismlarning holati qaralganda, ular uchun «magnetik» termini qo'llaniladi. Moddaning magnit va nomagnit(elektr, optik, mexanik va h.k.) xossalari bilan bog'liqligi, magnit xossalari tadqiqotini mikrozarra va makrojismning ichki strukturasi bo'yicha manba sifatida foydalanishga imkon beradi.

§1.3. Atom elektron qobig'inining magnit xossalari.

Moddaning magnit xossalari unda mavjud bo'lgan so'nmaydigan va uyurmaviy elektr tokining mavjudligi bilan bog'liqdir. Lekin bu toklarning tabiatini 20 - asr boshlarigacha noma'lum bo'lib kelgan. 20 - asr boshlarida α - zarraning moddada sochilishini o'rGANISH asosida Rezerford shu xulosaga keldiki, atomning musbat zaryadi juda kichik hajmda markazda joylashgan va bu musbat yadroda atomning deyarli hamma massasi mujassamlashgan. Rezerford atom tuzilishining planetar modelini taklif etdi. Bunda og'ir musbat yadro atrofida elektronlar harakatlanadi deb hisoblanadi. Bu nuqtai – nazardan Amperning aylanaviy toklari, yadro atrofida aylanadigan elektronlar harakati bilan tushuntiriladi. Bunday modelli

atomning magnit xossasi ushbu asosda tushuntiriladi. Elektr qarashlardan ma'lumki, yopiq va chiziqli tokning magnit momenti:

$$\mu = \frac{I}{c} S \quad (1.2)$$

Bunda $I = \frac{q_e}{T}$, S - I tokli yassi kontur yuzasi, c -yorug'lik tezligi, q_e - elektron zaryadi, T - elektronning yadro atofida aylanish davri. Yadro atrofida aylanuvchi elektronlardan biri qaraladi. U tomondan hosil qilingan magnit momentini (1.1) ifoda bo'yicha hisoblash mumkin. Soddalik uchun taxmin qilinadiki, elektronning orbitasi - r radiusli aylana hisoblanadi.

$$\mu = \frac{e S}{c T} = \frac{e}{2m_e c} m_e \omega r^2 = \frac{e}{2m_e c} p \quad (1.3)$$

Bunda r - impuls momenti, m_e - elektronning massasi. Xuddi shunday natija elliptik orbita holi uchun ham kelib chiqadi. O'z navbatida, elektronning yadro atrofida aylanishida hisoblanadigan magnit moment μ va impuls momenti p o'rtasida universal bog'liqlik mavjuddir.

$$\frac{\mu}{p} = \frac{e}{2m_e c} \quad (1.4)$$

(1.4) nisbatni tekshirish, planetar modelning to'g'rilagini isboti bo'lishi mumkin. Lekin ushbu nisbat bajarilsa ham klassik planetar model bo'yicha ziddiyat mavjuddir. Haqiqatda ma'lumki tezlanish bilan harakatlanuvchi elektron elektromagnit to'lqinni nurlantiradi. Shuning uchun yopiq orbita bo'ylab harakatlanuvchi elektron energiyani uzluksiz ravishda yo'qotib, o'z navbatida planetar modelning noturg'unligini keltirib chiqaradi.

Yuqorida ko'rsatilgan ziddiyatni hal qilish uchun taxmin qilinadiki, shunday orbitalar mavjudki, unda harakatlanuvchi elektronlar nurlanmaydi. Bunday orbitalar quyidagi shartdan aniqlanadi: impuls momenti qandaydir universal doimiyga karrali bo'lishi kerak. Ya'ni:

$$p = m_e \omega r^2 = n \frac{h}{2\pi} \quad (1.5)$$

Bunda, $h \approx 6.62 \cdot 10^{-31} J \cdot s$ - Plank doimiysi va n - butun son. Yadrosi atrofida aylanuvchi bitta elektron mavjud vodorod atomi uchun, klassik ifodalar va (1.5) ifodadan foydalanib, ushbu stasionar orbitalarda elektron energiyasini hisoblash kerak.

$$\varepsilon_n = \frac{2\pi^2 m_e e^4}{n^2 h^2 (1 + \frac{m_e}{M})} \quad (1.6)$$

Bunda M - yadro massasi. Bor nazariyasini birinchi bo'lib Zommerfeld umumlashtirib, ruxsat etilgan elliptik orbitalar sonini o'z ichiga oluvchi va kvantlashish qoidasining umumiyligi ko'rinishini shakllantirgan:

$$\oint p_i dq_i = n_i h$$

(1.7)

Bunda, q_i - davriy o'zgarib turuvchi koordinata, p_i - koordinataga mos impuls, n_i - butun son. Xususan, ellips bo'yicha yassi harakat uchun, elektron harakati 2 ta koordinata bilan aniqlanadi: r va φ . $p_\varphi = m_e \omega r^2$ ifoda qiymati markaziy kuchlar maydonidagi harakatda saqlanadi va uni integral ostidan chiqarish mumkin.

$$\oint p_i d\varphi = p_i \int_0^{2\pi} d\varphi = 2\pi p_\varphi = n_\varphi h \quad (1.8)$$

Bunda $n_\varphi = 1, 2, 3 \dots$. $n_\varphi = 0$ - qiymat hisobga olinmaydi, chunki bu holat yadro orqali o'tuvchi trayektoriya uchun javob bo'ladi. Mos ravishda p_r kattalik uchun: $\oint p_r dr = n_r h$ ifoda o'rinni bo'ladi. $n_r = 1, 2, 3 \dots$. $n_r = 0$ - aylanasimon orbita uchun o'rinni bo'ladi. Vodorod atomi elektr energiyasi (1.6) ifoda bilan aniqlanib, bunda $n = n_\varphi + n_r$ – bosh kvant son.

Bosh kvant sonning berilgan qiymatlarida, $n_r = 1, 2, 3, \dots, n$ teng bo'lishi mumkin. Impuls momenti faqat aniqlangan, butun va karrali qandaydir universal doimiy

kattalik bo‘lishi mumkin. (1.3) ifoda bo‘yicha, atomning magnit momenti ma’lum qiymatlarni qabul qiladi va kvantlashadi.

$$\mu = \frac{e}{2m_e c} p_\varphi = \frac{eh}{4m_e c} n_\varphi = \mu_B n_\varphi \quad (1.9)$$

Shunday qilib, bu modelda atomning magnit momenti μ_B doimiyga karrali bo‘lishi kerak. $\mu_B = 0,9273 \cdot 10^{-20} \frac{Erg}{E}$ – Bor magnitonni.

Kvant nazariyaning keyingi rivojlanishi shuni ko‘rsatadiki, atomning planetar modelining ayrim tomonlari to‘g‘ri hisoblansa va masalaga chuqurroq qaralganda, elektronning ma’lum orbita bo‘ylab harakatlanishi kabi tasavvurdan voz kechishga to‘g‘ri keladi. Bundan kelib chiqadiki, biror holat uchun elektron holatining ehtimolligini hisoblash mumkin. Bunda kvant nazariyada impuls momentining kvantlashishi saqlanib, mos formulalar ko‘rinishi esa o‘zgaradi.

$$p_l = \sqrt{l(l+1)} \frac{h}{2\pi} \text{ va } \mu_l = \sqrt{l(l+1)} \mu_B \quad (1.10)$$

Bunda l – orbital kvant son. Bosh kvant son n ning berilgan qiymatida $l = 0, 1, 2, \dots, n - 1$ teng bo‘ladi. Kvant mexanikada ma’lum traektoriya to‘g‘risida gapirish ma’noga ega bo‘lmagani uchun $l=0$ qiymatdan voz kechish ham o‘z ahamiyatini yo‘qotadi. Bunda u fazoning turli nuqtalarida elektron holati ehtimolligining sferik-simmetrik taqsimoti bo‘ladi. Tajriba ko‘rsatadiki orbital moment nolga teng bo‘lgan holat mavjud.

Atomning magnit momentining fazoviy kvantlashishi. Atom tashqi magnit maydonida bo‘lganda, uning magnit momenti bilan magnit maydonning o‘zaro ta’sirlashuvi sodir bo‘ladi. Bu o‘zaro ta’sir energiyasi:

$$W_H = -H\mu \cdot \cos \varphi = -H\mu_H \quad (1.11)$$

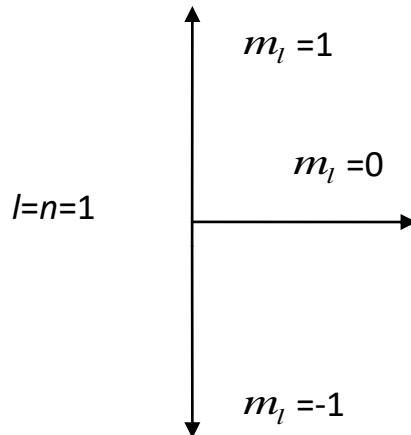
Bunda μ_H - magnit maydon bo‘ylab atom magnit momenti tashkil etuvchisi; φ - magnit maydon kuchlanganligi va atomning magnit momenti yo‘nalishlari orasidagi

burchak. Kelib chiqadiki, μ_H ixtiyoriy qiymatni qabul qila olmaydi. Uning qiymati μ_B doimiyga karrali bo‘lishi kerak.

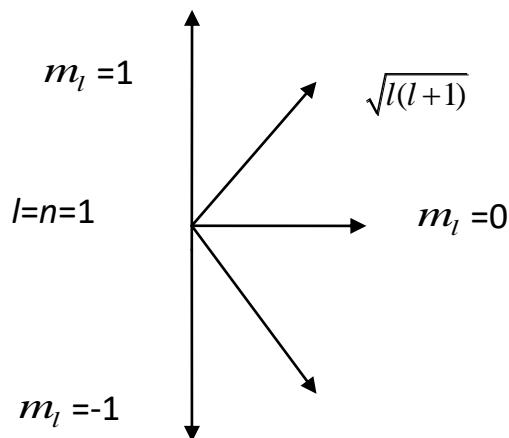
$$\mu \cdot \cos \varphi = \mu_H = -m_l \mu_B \quad (1.12)$$

Bunda m_l - orbital magnit kvant soni. m_l kattalik ushbu qiymatlarni qabul qilishi mumkin: $m_l = -l, (-l+1), \dots, (l-1), l$. Ushbu hodisa - fazoviy kvantlanish deyiladi. Bu Shtern va Gerlax tomonidan kuzatilgan. Bor-Zommerfeld modeli va zamonaviy kvant nazariyasiga mos ravishda, konkret misolda fazoviy kvantlanish manzarasi qaraladi. Vodorod atomi $l=1$ holatdagi elektron holatida $m_l = -1, 0, 1$ teng bo‘ladi. Bor - Zommerfeld modelida $l=1$ teng bo‘lgan holat $n_\varphi = 1$ holat bilan mos keladi. m_l kattalikning mumkin bo‘lgan 3 ta qiymati, magnit momentining parallel, antiparallel va perpendikulyar yo‘nalishlarga mos keladi(3-rasm). Kvant nazariya bo‘yicha, magnit momenti maydonga parallel bo‘la olmaydi. Bu bevosita va (1.11) ifodadan ko’rinadi.

$$\cos \varphi = \left| \frac{\mu_H}{\mu} \right| = \left| \frac{-m_l}{\sqrt{l(l+1)}} \right| < 1$$



(1.13)



a

b

3 - rasm. Orbital momentlarning fazoviy kvantlanishi.

3.b-rasm haqiqiy vaziyatni ifodalaydi. U kvant mexanika talablarini qanoatlantiradi. Bu talabga ko‘ra, impuls momentining 3 ta tashkil etuvchisi bir vaqtda aniq qiymatlarga ega bo‘lолmaydi. Impuls momentining absolyut qiymati va uning tashkil etuvchilardan biri, Bir vaqtda bir xil qiymatga ega bo‘la oladi. Magnit maydoni yo‘nalishi atrofida magnit momenti presessiya hosil

bo‘lish oqibatida, magnit momentining ko‘ndalang tashkil etuvchisi, shuningdek 3.b-rasmda impuls momenti noaniq bo‘lib qoladi. 3.a - rasmga manzaraning aniqligi kamligiga qaramasdan, undan ba’zida foydalaniladi. 2 - holatda magnit momenti proeksiyasi bir-xil bo‘ladi.

Murakkab atomlar modelini hisoblashda, faqat elektronlarning yadro bilan emas, balki elektronlarning o‘zaro ta’sirini hisobga olish kerak. Ya’ni, ko‘p o‘zaro ta’sirlashuvchi jismlarning mexanik masalasini yechish kerak. Lekin hatto 3 jism masalasi ham aniqroq yechilmagan. Shunday qilib, murakkab atom strukturasi bo‘yicha masalani yechish yaqinlashish metodi orqali amalga oshirilgan. Bu oddiy metodlardan biri usbu asosda tushuntirladi: Taxmin qilinadiki, murakkab atomda elektronning mumkin bo‘lgan kvant holati vodorod atomidagi kabi bo‘lib, uning holati 3 ta kvant soni n, l, m_l bilan aniqlanadi. Asosan atomning qo‘zg‘olmagan holatida uning elektronlari mumkin bo‘lgan eng quyi kvant sathga joylashishadi. Bunda tajribaga mos natijaga erishish uchun taxmin qilinadiki, n, l, m_l kvant sonlar bilan aniqlanadigan bitta kvant holatda, 2 tadan ortiq elektron joylashaolmaydi. Oxirgi ushbu qonuniyat *Pauli* tomonidan kashf qilingan va *Pauli prinsipi* deb ataladi. Kvant holatlar energiyasi, asosan bosh kvant son n bilan aniqlanib, vodorod atomidan farqli ravishda turli l kvant songa mos holatlar, elektronlarning o‘zaro ta’sirlashuvi oqibatida turli energiyaga ega bo‘lishadi. l kvant sonning eng kichik qiymatiga mos energiyaga ega bo‘lihadi. l kvant sonning katta qiymatiga katta energiya qiymati mos keladi. $n=0$ va m_l ning turli qiymatlarida, elektronlar bir - xil energiyaga ega bo‘lishadi. 2 – jadvalda turli kvant holatlardagi elektronlar uchun o‘rinlar soni keltirilgan.

Turli kvant holatlardagi elektronlar uchun o‘rinlar soni

2 –jadval

n	1	2	3

<i>l</i>	0	0	1	0	1	2
m_l	0	0	-1, 0, +1	0	-1, 0, +1	-2, -1, 0, +1, +2
Elektron soni	2	2	6	2	6	6

Atomlarning murakkab sxemalarini ko‘rishda past kvant holatlarni ushbu atomning elektronlari bilan to‘ldiriladi. Bunda tashqi qatlamda bir - xil orbital kvant sonli elektronlar guruhi paydo bo‘ladi. Masalan, litiy va natriy elementlarida. Tashqi qobiqda $l=0$ holatda bittadan elektron mavjud bo‘ladi. Moddaning kimyoviy xossalari uning atomlari tashqi elektronlarining holati bilan aniqlanadi. Bu Mendeleev tomonidan kashf etilgan kimyoviy xossalarning davriyigini tushuntiradi. 1-guruhning hamma elementlari(*Li, Na, K* va h.k.), to‘lgan qobiqlardan tashqari, $l=0$ holatga mos bittadan tashqi valent elektron mavjud bo‘ladi. 2-guruhning hamma elementlari(*Be, Mg, Zn, Cd* va h. k.) to‘lgan qobiqlardan tashqari, $l=0$ holatga mos ikkitadan tashqi valent elektron mavjud bo‘ladi. 0 – guruh elementlari atomlari to‘liq elektron qobiqlari va 8 ta elektrondan iborat tashqi qobiqdan iborat bo‘ladi. Oddiy planetar modelning bir qator afzalliklariga qaramasdan, u atomlarning bir qator xossalarni tushuntirish uchun yetarli bo‘lmaydi.

Zeeman effekti - magnit maydonda joylashtirilgan moddadan nurlanayotgan yorug‘lik spektral chiziqlarining bo‘linib ketishidir. Bu effekt tashqi magnit maydon bilan atomning magnit momenti o‘zaro ta’siri natijasida atomning energetik holati o‘zgarishi oqibatidir. Haqiqatda tashqi magnit maydonda joylashtirilgan atom energiyasi:

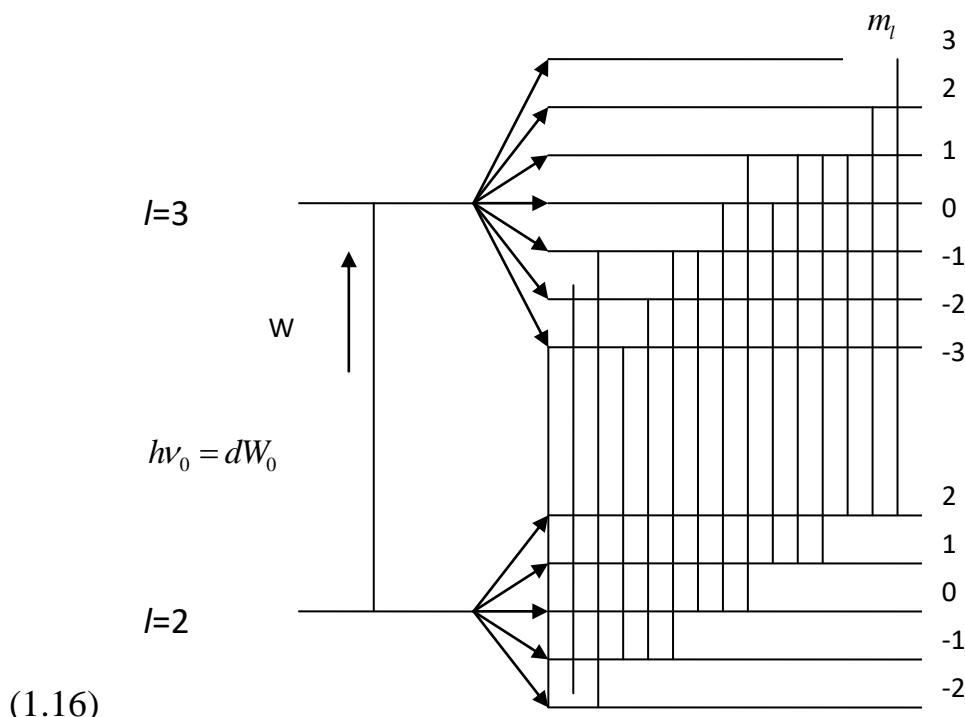
$$W = W_0 - \mu_H H \quad (1.14)$$

Bunda W_0 - tashqi magnit maydon bo‘lmasganda atom energiyasi. $\mu_H = -m_l \mu_B$ bo‘lgani uchun:

$$W = W_0 + m_l \mu_B H \quad (1.15)$$

Shunday qilib, tashqi magnit maydon mavjud bo‘lganida m_l ning turli qiymatlariga mos holda turliche energiyaga ega bo‘lishadi. l ning berilgan qiymatiga va m_l ning turli qiymatlariga mos energiyaning yagona sathi, bir nechta sathchalarga ajralib ketadi. 4 - rasmida $l=2$ va $l=3$ sathlarning bo‘linib ketish sxemasi ko‘rsatilgan. $L=2$ sath - 5 ta sathchalarga, $l=3$ sath - 7 ta sathchalarga bo‘linib ketadi. (1.15) formuladan ko‘rinadiki, ushbu qo‘shni sathchalarining energiyalari farqi magnit momenti kattaligiga bog‘liq va barcha energiya holatlari uchun bir - xil bo‘ladi.

$$\Delta W = \mu_B H$$



4-rasm. Magnit maydonida energetik sathlarning bo‘linib ketishi.

Spektrda o‘zgarishlarni aniqlash uchun sathlararo o‘tishlarni qarash kerak. Optik eksperimentlardan ko‘rinadiki, kvant holatlararo o‘tishlarning tasavvurga sig‘adigan hammasi sodir bo‘la olmaydi. Ularning ba’zilari «man qilingan» o‘tishlar alohida holatlarda sodir bo‘lishi mumkin, Lekin ularning sodir bo‘lish ehtimolligi juda kichik bo‘ladi. Ruxsat etilgan o‘tishlar, o‘tishda kvant sonlarni o‘zgarishning «tanlash qoidasi» bilan aniqlanadi. Ushbu holatda tanlash qoidasi:

$$\Delta m_l = 0; \pm 1 \quad (1.17)$$

Bosh kvant son n o‘zgarishi chegaralanmagan. (1.17) shartlarni qanoatlantiruvchi o‘tishlar, 4 - rasmda vertikal chiziqlar bilan ifodalangan.

Agar tashqi magnit maydon mavjud bo‘lmasa, elektromagnit to‘lqinlar ma’lum chastota ν_0 va holat energiyalari farqi - kvant energiya $\delta W = h\nu_0$ bilan nurlanadi. Tashqi magnit maydon mavjud bo‘lganda, sathlararo turli o‘tishlar soni ko‘p bo‘ladi. Lekin sathlarning bir - xil bo‘linishi va tanlash qoidasi talablaridan kelib chiqib, faqat kvant energiyasining 3 ta qiymati bo‘lishi mumkin.

$$\begin{aligned} h\nu_1 &= \delta W_0 - \Delta W = \delta W_0 - \mu_B H \\ h\nu_2 &= h\nu_0 = \delta W_0 \\ h\nu_3 &= \delta W_0 + \Delta W = \delta W_0 + \mu_B H \end{aligned} \quad (1.18)$$

Boshqacha aytganda, boshlangich holatdagi chastotali ν_0 chiziqlar o‘rniga 3 ta chiziq: bitta ν_0 chastotali va ν_0 chastota qiymatidan $\Delta\nu$ teng qiymatda o‘ng va chap yo‘nalishda siljigan 2 ta liniya yuzaga keladi.

$$\Delta\nu = \pm \frac{\mu_B H}{h} = \pm \frac{eH}{4\pi mc} \quad (1.19)$$

Zeeman normal effekti deb ataladigan bunday bo‘linish ayrim holda eksperimental kuzatiladi. Ko‘proq murakkabroq manzara kuzatiladi. Masalan, natriyning sariq dubleti liniyasi 4 ta va 6 ta komponentaga bo‘linib ketadi. Xrom spektrida septetning bir liniyasi 21 ta komponentga bo‘linadi. Magnit maydonda liniyalarning murakkab bo‘linishi - *Zeemanning anomali effekti* deb ataladi.

Elektronning xususiy magnit momenti. Ta’kidlanganidek atom tuzilishning planetar modeliga bir qator eksperimental faktlar zid keladi. *Gaudsmiit* va *Yulenbek* hisoblashdiki, elektron o‘zining xususiy aylanish hisobidan mexanik va magnit momentiga egadir. Ular ko‘rsatishdiki, spin momentining ta’siri orqali yuqorida keltirilgan faktlarni tushuntirish mumkin. Hisoblandiki elektronning spin mexanik momenti quyidagiga teng:

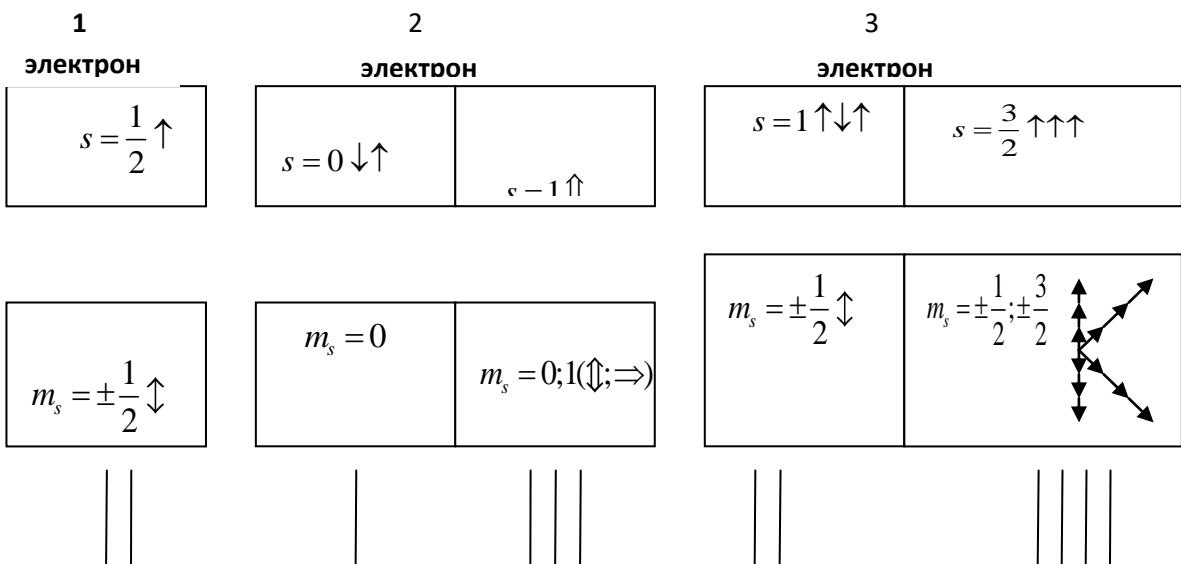
$$p_s = \frac{1}{2} \left(\frac{h}{2\pi} \right) \quad (1.20)$$

Yoki boshqa formula :

$$p_s = \sqrt{s(s+1)} \frac{h}{2\pi} = \sqrt{\frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} + 1 \right)} \frac{h}{2\pi} \quad (1.21)$$

Bunda $s = \frac{1}{2}$ - spin kvant soni. Orbital momentdan farqli ravishda s - butun bo'lmagan son. Spinning biror tanlangan yo'nalish bo'yicha proyeksiyasi, magnit spin soni m_s bilan aniqlanadi. Bu son elektron uchun faqat 2 ta qiymatga teng bo'lishi mumkin $m_s = \pm \frac{1}{2}$. Ko'rish mumkinki, spinning magnit momenti bilan orbital magnit momentining o'zaro ta'siri bilan spektral chiziqlarning nozik strukturasining paydo bo'lishi tushuntiriladi. 5 - rasmda spin momentlarning qo'shilishi va ularning fazoviy kvantlashishi, soddalashgan vektor sxemada namoyish qilingan. Atom 1 ta ortiqcha elektron mavjud bo'lganda, uning spin momentining orbital momentiga proyeksiyasi 2 ta qiymatni qabul qiladi. ularning o'zaro ta'siri har-bir sathning 2 ta bo'linishga va spektrda dubletlarning paydo bo'lishiga olib keladi.

2 ta tashqi elektron mavjud bo'lganda 2 holat o'rinli bo'ladi: ularning spin momentlari antiparallel ($s=0$ va $m_s=0$ - bo'linish sodir bo'lmaydi); spin momentlari parallel ($s=1$ va $m_s=0; \pm 1$ - har - bir sath 3 bo'linadi). Bu spektrda liniyalarning 2 sistemasi - bittalik va uchlik mos keladi. 3 valentli atom holida ham multipletlik hosil bo'ladi. Bo'linish natijasi bo'yicha elektronning spin magnit momenti proaksiya qiymatini aniqlashtirishi mumkin.



5 - rasm. Spin momentlarning fazoviy kuantlanishi va spektrlarning nozik strukturasи.

m_s qiymati butun bo'limasa ham u hamma vaqt Bor magnetoniga butun karrali bo'ladi.

$$\mu_{sH} = 2m_s\mu_B \quad (1.22)$$

Bu shuni bildiradiki, spin mexanik momentning spin magnit momentga nisbatli orbital momentnikidan 2 marta katta bo'ladi.

$$\frac{\mu_s}{p_s} = \frac{2\sqrt{s(s+1)}\mu_B}{\sqrt{s(s+1)}h/2\pi} = \frac{e}{mc} \quad (1.23)$$

Spin tushunchasining kiritilishi Shtern va Gerlax tajribalari natijalarini tushunishga imkon beradi. Haqiqatda 1 - guruh elementlari atomlarida valent elektron $l=0$ holatda bo'lsada, bu elektron spin momentga egadir. Spin magnit moment proyeksiyasi 2 ta qiymatga $\mu_H = \pm \mu_B$ ega bo'lib, tajriba natijalari bilan mos holda, u atomlardan iborat dastani ikkiga bo'lib yuborilishini ko'rsatadi.

§1.4. Modda atomining vektor modeli.

Elektron spin e‘tiborga olinadigan atom modelida elektronning energetik holati, asosan bosh kvant son n bilan aniqlanadi. Elektronning orbital momenti kvant son l bilan aniqlanadi:

$$|p_l| = \sqrt{l(l+1)}\hbar \quad (1.24)$$

Bunda $l=0,1,2,\dots,n-1$. Elektronning xususiy spin impuls momenti, kvant son s bilan aniqlanadi:

$$|p_s| = \sqrt{s(s+1)}\hbar \quad (1.25)$$

Bunda $s=\frac{1}{2}$. Bu momentlarning tashqi magnit maydon H yoki ichki atom yo‘nalishiga proeksiyasi orbital va spin magnit sonlar bilan aniqlanadi:

$$p_{lH} = m_l \hbar \quad \text{va} \quad p_{sH} = m_s \hbar \quad (1.26)$$

Bunda $m_l=-l,\dots,0,\dots,+l$ va $m_s=\pm\frac{1}{2}$.

Impulsning orbital va spin momentlari bilan bog‘liq magnit momentlar va ularning proeksiyalari quyidagicha aniqlanadi:

$$|\mu_l| = \sqrt{l(l+1)}\mu_B \quad \text{va} \quad |\mu_s| = 2\sqrt{s(s+1)}\mu_B \quad (1.27)$$

$$\mu_{lH} = m_l \mu_B \quad \text{va} \quad \mu_{sH} = 2m_s \mu_B \quad (1.28)$$

Shunday qilib elektronning atomdagi holati 4 ta kvant son n, l, m_l, m_s bilan aniqlanadi. Bosh kvant son n uchun $2n^2$ ta turli kvant holatlar l, m_l, m_s kvant sonlarning mumkin bo‘lgan qiymatlarida to‘g‘ri keladi. Elektronlar vodorod atomidagidek, atomning normal holatida Pauli prinsipi bo‘yicha eng quyi energetik holatni egallashadi. Bunda Pauli prinsipi quyidagicha ifodalanadi: 4 ta kvant son n, l, m_l, m_s bilan aniqlanadigan 1 ta kvant holatda, 1 dan ortiq elektron mavjud bo‘la olmaydi. Turli m_l va m_s mos holatlar birinchi yaqinlashishda energetik nuqtai - nazardan bir-xil bo‘ladi. Turli l kvant songa mos holatlar, elektronlarning

elektr o‘zaro ta’siri farqi oqibatida turli energiyaga ega bo’lishadi. Kvant holatlarning normal ketma-ketligi sxemasi 3 - jadvalda keltirilgan.

Kvant holatlarning normal ketma-ketligi.

3 – jadval

	<i>s</i>	<i>p</i>	<i>d</i>	<i>f</i>	<i>g</i>
<i>l, n</i>	0	1	2	3	4
1	2				
2	2	6			
3	2	6	10		
4	2	6	10	14	
5	2	6	10	14	10

Jadvalga kiruvchi harflar $s, p, d, f, g - l = 0, 1, 2, 3, 4$ kvant songa mos holatlarning belgilanishi. Bu belgilashlarda Mendeleev davriy sistemasida 10 – element - neon($Z=10$) uchun, bosh kvant sonlarga $n=1$ va $n=2$ mos elektron bilan to‘lgan qobiqlar atomida elektron holati - $1s^2 2s^2 2p^6$.

Mendeleev davriy sistemasi o‘rtasida va oxirida joylashgan elementlar elektronlar strukturasini qarashda e’tiborga olish kerakki, kichikroq n va katta l holatga mos elektronlarning o‘zaro ta’siri energiyasi, kattaroq n va kichikroq l holatga mos elektronlarning o‘zaro ta’siri energiyasidan kichikroq hisoblanadi. Bu holat sathlarning to‘ldirilishining normal ketma – ketligining buzilishiga olib keladi. Masalan, $n=3$ va $l=2$ mos holat, $n=4$ va $l=0$ mos holatga nisbatan, energetik tomonidan qulayroq hisoblanadi. Natijada, kaliyda K argondan keyin $Z=18$,

$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6$ 3d - holatga emas, balki 4s - holatga mos qobiqning elektronlar bilan to‘lish boshlanadi. 19 - element(kaliy - K)ning elektron strukturasi - $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 4s^1$ bo‘ladi.

Faqat kalsiydan $Z=20$ keyin, skandiydan $Z=21$ boshlab 3d-elektron holatning qurilishi boshlanadi va nikelgacha $Z=18$ davom etadi. Nikelning elektron strukturasi - $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^8 4s^2$. Yana bir elektronning qo‘shilishi bilan 3d-qobiq zudlik bilan to‘lib, 4s - qobiqda 1 ta elektron qoladi. $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^{10} 4s^1$ elektron strukturaga ega bo‘lgan qalay($Z=29$)dan boshlab, yana normal ketma - ketlikda 4s - va 4p - qobiqlarning to‘lib borishi sodir bo‘ladi.

Qisman to‘ldirilgan 4d - qobiqqa ega elementlar - o‘tish elementlari deyiladi. Ularga 3 ta ferromagnit element: *Fe, Co, Ni* kiradi. 4d - holatga nisbatan f - holat energetik tomondan sodir bo‘lishi qiyinroq hisoblanadi. 4f – holatning to‘ldirilishi yanada kechroq boshlanadi. Davriy sistema elementlari elektron strukturasi 4 - jadvalda keltirilgan.

Kimiyoiy davriy sistema elementlari elektron strukturasi.

4-jadval.

Z	Element	1s	2s	2p	3s	3p	3d	4s	4p	4d	4f	5s	5p	5d	5f	6s	6p	6d	7s	Asosiy holat termi
1.	H	1																		${}^2S_{1/2}$
2.	He	2																		1S_0
3.	Li	2	1																	${}^2S_{1/2}$
4.	Be	2	2																	1S_0

5.	B	2	2	1															$^2P_{1/2}$
6.	C	2	2	2															3P_0
7.	N	2	2	3															$^4P_{3/2}$
8.	O	2	2	4															3P_2
9.	F	2	2	5															$^2P_{3/2}$
10.	Ne	2	2	6															1S_0
11.	Na	2	2	6	1														$^2S_{1/2}$
12.	Mg	2	2	6	2														1S_0
13.	Al	2	2	6	2	1													$^2P_{1/2}$
14.	Si	2	2	6	2	2													3P_0
15.	P	2	2	6	2	3													$^4S_{3/2}$
16.	S	2	2	6	2	4													3P_2
17.	Cl	2	2	6	2	5													$^2P_{3/2}$
18.	Ar	2	2	6	2	6													1S_0

19.	K	2	2	6	2	6		1											$^2S_{1/2}$
20.	Ca	2	2	6	2	6		2											1S_0
21.	Sc	2	2	6	2	6	2	2											$^3S_{3/2}$
22.	Ti	2	2	6	2	6	2	2											3F_2
23.	V	2	2	6	2	6	2	2											$^4F_{3/2}$
24.	Cr	2	2	6	2	6	1	1											7S_3
25.	Mn	2	2	6	2	6	2	2											6S_5
26.	Fe	2	2	6	2	6	2	2											5D_4
27.	Co	2	2	6	2	6	7	2											$^4F_{9/2}$
28.	Ni	2	2	6	2	6	8	2											3F_4
29.	Cu	2	2	6	2	6	10	1											$^2S_{1/2}$
30.	Zn	2	2	6	2	6	10	2											1S_0
31.	Ga	2	2	6	2	6	10	2	1										$^3P_{1/2}$
32.	Ge	2	2	6	2	6	10	2	2										3P_0

33.	As	2	2	6	2	6	10	2	3									$^4S_{3/2}$
34.	Se	2	2	6	2	6	10	2	4									3P_2
35.	Br	2	2	6	2	6	10	2	5									$^2P_{3/2}$
36.	Kr	2	2	6	2	6	10	2	6									1S_0
37.	Rb	2	2	6	2	6	10	2	6									$^2S_{1/2}$
38.	Sr	2	2	6	2	6	10	2	6									1S_0
39.	Y	2	2	6	2	6	10	2	6	1								$^2D_{3/2}$
40.	Zr	2	2	6	2	6	10	2	6	2								3F_2
41.	Nb	2	2	6	2	6	10	2	6	4								$^6D_{1/2}$
42.	Mo	2	2	6	2	6	10	2	6	5								7S_3
43.	Tc	2	2	6	2	6	10	2	6	5								$^6D_{9/2}$
44.	Ru	2	2	6	2	6	10	2	6	7								5F_5
45.	Rh	2	2	6	2	6	10	2	6	8								$^4F_{9/2}$
46.	Pd	2	2	6	2	6	10	2	6	10								1S_0

47.	Ag	2	2	6	2	6	10	2	6	10		1									$^2S_{1/2}$
48.	Cd	2	2	6	2	6	10	2	6	10		2									1S_0
49.	In	2	2	6	2	6	10	2	6	10		2	1								$^2P_{1/2}$
50.	Sn	2	2	6	2	6	10	2	6	10		2	2								3P_0
51.	Sb	2	2	6	2	6	10	2	6	10		2	3								4S_3
52.	Te	2	2	6	2	6	10	2	6	10		2	4								3P_2
53.	I	2	2	6	2	6	10	2	6	10		2	5								$^2P_{3/2}$
54.	Xe	2	2	6	2	6	10	2	6	10		2	6								1S_0
55.	Cs	2	2	6	2	6	10	2	6	10		2	6								$^2S_{1/2}$
56.	Ba	2	2	6	2	6	10	2	6	10		2	6						2		1S_0
57.	La	2	2	6	2	6	10	2	6	10		2	6	1				2			$^2D_{3/2}$
58.	Ce	2	2	6	2	6	10	2	6	10	2	2	6					2			3H_4
59.	Pr	2	2	6	2	6	10	2	6	10	3	2	6					2			$^4I_{9/2}$

60.	Nd	2	2	6	2	6	10	2	6	10	4	2	6			2				5I_4
61.	Pm	2	2	6	2	6	10	2	6	10	5	2	6			2				$^6H_{5/2}$
62.	Sm	2	2	6	2	6	10	2	6	10	6	2	6			2				7F_0
63.	Eu	2	2	6	2	6	10	2	6	10	7	2	6			2				$^8S_{7/2}$
64.	Gd	2	2	6	2	6	10	2	6	10	7	2	6	1		2				9D_2
65.	Tb	2	2	6	2	6	10	2	6	10	8	2	6	1		2				$^8H_{17/2}$
66.	Dy	2	2	6	2	6	10	2	6	10	10	2	6			2				5I_8
67.	Ho	2	2	6	2	6	10	2	6	10	11	2	6			2				$^4I_{15/2}$
68.	Er	2	2	6	2	6	10	2	6	10	12	2	6			2				3H_6
69.	Tu	2	2	6	2	6	10	2	6	10	13	2	6			2				$^2F_{7/2}$
70.	Yb	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6			2				1S_0
71.	Lu	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	1		2				$^2D_{3/2}$
72.	Hf	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	2		2				3F_2

73.	Ta	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	3		2		
74.	W	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	4		2		5D_0
75.	Re	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	5		2		$^6S_{5/2}$
76.	Os	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	6		2		5D_4
77.	Ir	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	7		2		$^4F_{9/2}$
78.	Pt	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	9		1		3D_3
79.	Au	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10		1		$^2S_{1/2}$
80.	Hg	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10		2		1S_0
81.	Te	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10		2	1	$^2P_{1/2}$
82.	Tb	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10		2	2	2P_0
83.	Bi	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10		2	3	$^4S_{3/2}$
84.	Po	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10		2	4	3P_2

85.	At	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10		2	6			$^2P_{3/2}$
86.	Rn	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10		2	6			1S_0
87.	Fr	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10		2	6		1	$^2S_{1/2}$
88.	Ra	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10		2	6		2	1S_0
89.	Ac	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10		2	6	1	2	$^2D_{3/2}$
90.	Th	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10		2	6	2	2	3F_2
91.	Pa	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10	2	2	6	1	2	$^4K_{11/2}$
92.	U	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10	3	2	6	1	2	5L_6
93.	Np	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10	4	2	6	1	2	$^6L_{11/2}$
94.	Pu	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10	6	2	6		2	7F_0
95.	Am	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10	7	2	6		2	$^8S_{7/2}$
96.	Cm	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10	7	2	6	1	2	9D_2
97.	Bk	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10	9	2	6		2	$^{8H}_{17/2}$

98.	Cf	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10	10	2	6	2	5I_8
99.	Es	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10	11	2	6	2	$^4I_{15/7}$
100.	Fm	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10	12	2	6	2	3H_6
101.	Md	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10	13	2	6	2	$^2F_{7/2}$
102.	No	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10	14	2	6	2	1S_0
103.	Lw	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10	14	2	6	1	$^2D_{3/2}$
104.	Rf	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10	14	2	6	2	3F_2

Ta'kidlash kerakki, murakkab atomdagι har - bir alohida elektron holatini ko'rsatish shart bo'ladi. Chunki elektr o'zaro ta'sir tizimida zamonaviy kvant nazariya nuqtai - nazaridan ularning butun to'plamida kvant xarakteristikalar summasi ma'noga ega bo'ladi.

Murakkab atomda alohida elektronlar bilan bog'liq mexanik va magnit vektori qo'shib, atomning summar mexanik va magnit momentini tashkil qiladi. Ushbu momentlarni qo'shishning 2 usuli mavjud: oldin har - bir elektronning spin va orbital momentlari qo'shiladi, keyin ularning summar momentlari olinib, atomning umumiyl momenti hosil qilinadi. Yoki hamma elektronning orbital momentlari yig'iladi, keyin spin momentlari yig'ilib, atomning umumiyl spin momenti hosil qilinadi.

Spin - orbital o‘zaro ta’sirning kichik qiymati natijasi sifatida, deyarli hamma vaqt, momentlar orasida 2 - tur aloqa amalga oshiriladi. Atom momentlari summasini shunisi bilan osonlashadiki, to‘lgan elektron qobiqlarning spin va orbital momentlari yig‘indisi 0 teng bo‘lib, l va n kvant sonlar bilan berilgan, to‘limgan qobiqlar elektronlarini e’tiborga olish kerak. Atomning summar spin va orbital momentlari atomning umumiy momenti ham alohida elektron momentlar kabi kvantlanadi. Summar orbital moment - kvant son L orqali, summar spin moment - kvant son S orqali va to‘la moment - kvant son J orqali belgilanadi.

$$|P_L| = \sqrt{L(L+1)}\hbar; |P_S| = \sqrt{S(S+1)}\hbar; |P_J| = \sqrt{J(J+1)}\hbar \quad (1.29)$$

L - sonining maksimal qiymati - alohida elektron uchun kvant son l ning algebraik qiymatlarning minimal qiymatiga teng. L - conining barcha oraliq butun qiymatlari mumkin hisoblanadi. Masalan, $l_1=1$ va $l_2=2$ kvant songa mos 2 ta elektron qaralsa, L ning qiymati: $L=l_1+l_2=3$; $L=l_1-l_2=1$ va oraliq qiymat $L=2$.

Alohida elektron uchun spin kvant soni $s=\frac{1}{2}$ bo‘lgani uchun, spin son summasining maksimal qiymati - elektronlar sonining yarmiga teng, minimal qiymati $-\frac{1}{2}$ (toq sonli elektronlar uchun); 0(juft sonli elektronlar uchun). Masalan, 2 ta tashqi elektron holida $s=\frac{1}{2}+\frac{1}{2}=1$ va $s=\frac{1}{2}-\frac{1}{2}=0$; 3 ta tashqi elektron holida, $s=\frac{1}{2}+\frac{1}{2}+\frac{1}{2}=\frac{3}{2}$ va $s=\frac{1}{2}-\frac{1}{2}+\frac{1}{2}=\frac{1}{2}$ teng bo‘ladi.

Atomning spin va orbital momentlari yig‘indisidan iborat moment summar kvant son bilan aniqlanadi. Bu sonning maksimal va minimal qiymati:

$$J_{\max} = L+S; J_{\min} = |L-S| \quad (1.30)$$

Kvant son J ning oraliq qiymati, chetki sonlardan butun songa farq qiladi. Spin kvant son S ning qiymatiga bog‘liq ravishda butun yoki yarim bo‘lishi mumkin. Masalan $L=2$ va $S=\frac{1}{2}$ teng bo‘lsa, to‘la kvant son J ning mumkin bo‘lgan qiymatlari:

$J = L + S = \frac{5}{2}$ va $J = L - S = \frac{3}{2}$ hisoblanadi. Agar $L=2$ va $S=1$ teng bo'lsa, to'la kvant son J ning mumkin bo'lgan qiymatlari: $J=3, J=1$ va $J=2$ hisoblanadi.

Bosh kvant sonning berilgan qiymatida, atomning elektron qobiq energiyasi summar orbital moment L qiymati bilan aniqlanadi. Summar orbital moment L qiymatiga mos umumiy momentga mos kvant son J qiymati, orbital momentga nisbatan spin yo'nalishga mos keladi. Ularning energiyasi bo'yicha farqi spin va orbital magnit momentlarning o'zaro ta'sir energiyasidan ko'p marta kam hisoblanadi.

Shunday qilib orbital kvant L sonining ma'lum qiymatida to'la kvant J sonining turli qiymatlari o'zaro yaqin joylashgan energiya sathlarning nozik strukturasini ifodalaydi. Ushbu to'plamga kiruvchi sahchalar soni, summar spin son qiymati bilan aniqlanadi va $2S+1$ teng. Kvant son L ning berilgan qiymatiga mos sathlar soni - *sath multipletligi* yoki *energiya termi* deyiladi. «Term» iborasi spektroskopiyada atom nazariyasi yaratilguncha paydo bo'ldi va hozirgacha ishlatilib kelinmoqda. Kvant son L ni harflar belgilash qabul qilingan.

L	0	1	2	3	4	5
Belgilash harflari	S	P	D	F	Q	H

Ushbu misollarda energiya sathi(terma)ni to'liq belgilash namoyish qilinadi:

Natriyda 1 ta valent elektron mavjud va uning summar spin qiymati $S=\frac{1}{2}$ teng.

Agar elektron $L=1$ mos sathga o'tkazilsa, to'la kvant son J ning mumkin bo'lgan qiymatlari: $J=\frac{3}{2}$ va $J=\frac{1}{2}$ hisoblanadi. Bu holatlar quyidagicha belgilanadi: $3^2P_{1/2}$ va $3^2P_{3/2}$. Bunda, 3 - bosh kvant son qiymati, 2-multipletlik qiymati, $3/2$ - kvant son - J qiymati, R - orbital kvant son $L=1$ holatning harfiy belgilanishidir.

Natriy atomi uchun asosiy qo'zg'almas energetik holat - $3^2S_{1/2}$ belgilanadi. Uning orbital momenti 0 teng bo'lgani uchun, energetik sath bo'linmagan

bo'lsa ham, simmetriya uchun bunda ham multipletlik belgisi(spinning ehtimoliy yo'nalishlarini bildiruvchi) yoziladi.

Modda atomining magnit momenti. Spin va orbital magnit momentlar mos mexanik momentlar bilan bir - xil ko'rinishda bog'lanmagan. Spin moment uchun magnit tashkil etuvchining mexanik tashkil etuvchiga nisbati, orbital moment uchun, magnit tashkil etuvchining mexanik tashkil etuvchiga nisbatidan 2 marta katta hisoblanadi. Bu xulosa shuni bildiradiki, $\mu_s + \mu_L$ vektor yig'indi, μ vektor yig'indiga teng bo'lib, μ vektor, P_J vektor yo'nalishiga nisbatan ma'lum burchak ostida yo'nalgan bo'ladi(6 - rasm). P_J yig'indi mexanik momentining mavjudligi atomning P_J vektorga parallel o'q atrofida aylanishini bildiradi. Bunda hamma vektorlarning perpendikulyar tashkil etuvchilarning o'rtacha qiymati 0 teng emas. μ_J - atomning to'la magnit momenti.

$$\mu_J = \mu_L \cdot \cos(P_L P_J) + \mu_S \cdot \cos(P_S P_J) \quad (1.31)$$

$$\mu_L = \sqrt{L(L+1)}\mu_B ; \quad \mu_S = 2\sqrt{S(S+1)}\mu_B \quad (1.32)$$

$$\cos(P_L P_J) = \frac{L(L+1) + J(J+1) - S(S+1)}{2\sqrt{L(L+1)}\sqrt{J(J+1)}} ; \quad \cos(P_S P_J) = \frac{S(S+1) + J(J+1) - L(L+1)}{2\sqrt{S(S+1)}\sqrt{J(J+1)}} \quad (1.33)$$

(1.31) va (1.33) ifodalardan quyidagi kelib chiqadi:

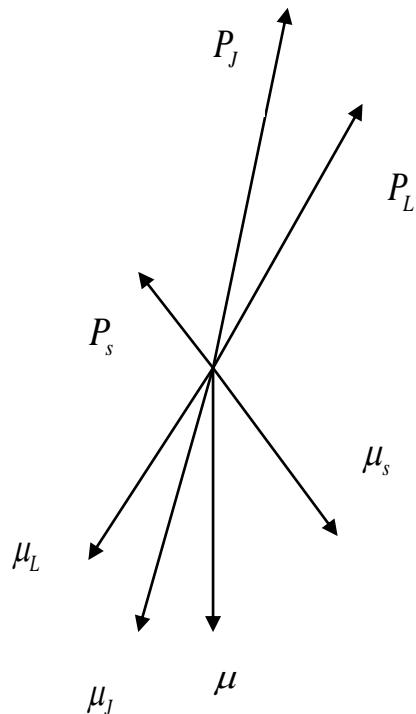
$$\mu_J = \left[1 + \frac{S(S+1) + J(J+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \right] \sqrt{J(J+1)}\mu_B = g\sqrt{J(J+1)}\mu_B \quad (1.34)$$

$$g = 1 + \frac{S(S+1) + J(J+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \quad (1.35)$$

Bunda g - Lande faktori.

Chegaraviy holda orbital moment uchun $g=1$ ($S=0; J=L$) spin moment uchun $g=2$ ($L=0; J=S$) teng bo'ladi. Umumiyl holda Lande faktori g - butun bo'lмаган son

bo‘lib, atom magnit momentining tashqi magnit maydoni yo‘nalishiga proeksiyasini ifodalaydi.



6 - rasm. Spin va orbital momentlarni qo’shish.

Atom tashqi magnit maydonga joylashtirilganida uning magnit maydon bilan o’zaro ta’sir energiyasi:

$$W_H = -\mu_H H = g m_J \mu_B H \quad (1.36)$$

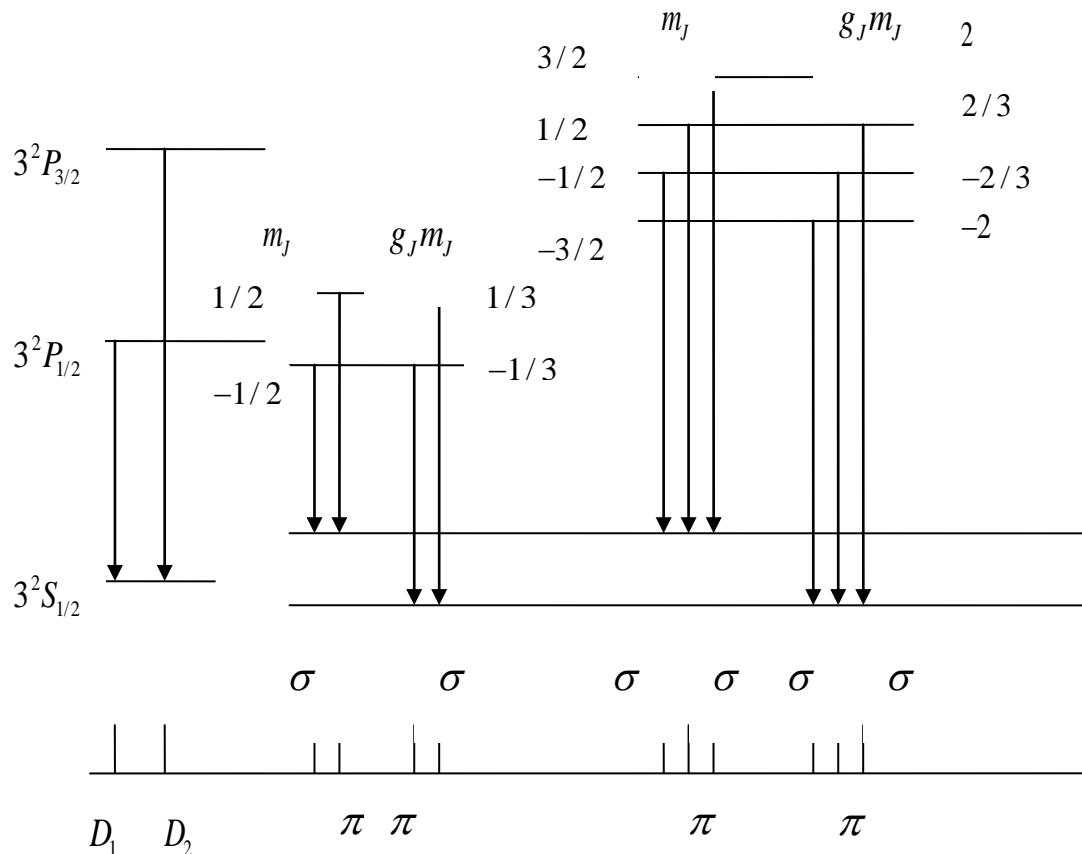
J qiymatga mos sath esa $2J+1$ cathchaga bo‘linib ketadi. Agar sathlarning energetik siljishi $\mu_B H$ birlikda ifodalansa, unda bu siljish $g m_J$ ifoda bilan aniqlanadi. Quyida natriy spektrining sarik ranga mos dubletida Zeeman effekti qaraladi. Bu liniyalar $3^2P_{1/2} \rightarrow 3^2S_{1/2}$ (D_1 -liniya) va $3^2P_{3/2} \rightarrow 3^2S_{1/2}$ (D_2 - liniya) o‘tish bilan bog‘liq. Natriyning ko’rsatilgan holatlari xarakteristikalari, shuningdek $g m_J$ va m_J ehtimoliy qiymatlari 5 - jadvalda keltirilgan.

Natriyning $3^2P_{1/2}$, $3^2S_{1/2}$ va $3^2P_{3/2}$ term holatlari xarakteristikalari.

5 – jadval

Term	L	S	J	g	m_J	gm_J
$3^2S_{1/2}$	0	1/2	1/2	2	1/2; -1/2	1;-1
$3^2P_{1/2}$	1	1/2	1/2	2/3	1/2; -1/2	1/3;-1/3
$3^2P_{3/2}$	1	1/2	3/2	4/3	3/2; 1/2; -1/2; -3/2	2; 2/3; -2/3; -2

7 - rasmida sathlarning joylash va ularning magnit maydonda bo‘linish sxemasi tasvirlangan nozik strukturaning bo‘linish($^2P_{1/2}$ va $^2P_{3/2}$ - holatga mos sathlar orasidagi masofa) va shuningdek ularning magnit maydonida bo‘linishi, S - va P - cathlarning orasidagi masofaga nisbatan orttirib ko‘rsatilgan.



7 - rasm. Magnit maydonida sathlarning bo‘linishi va natriy D-dubletda ruxsat etilgan o‘tishlar.

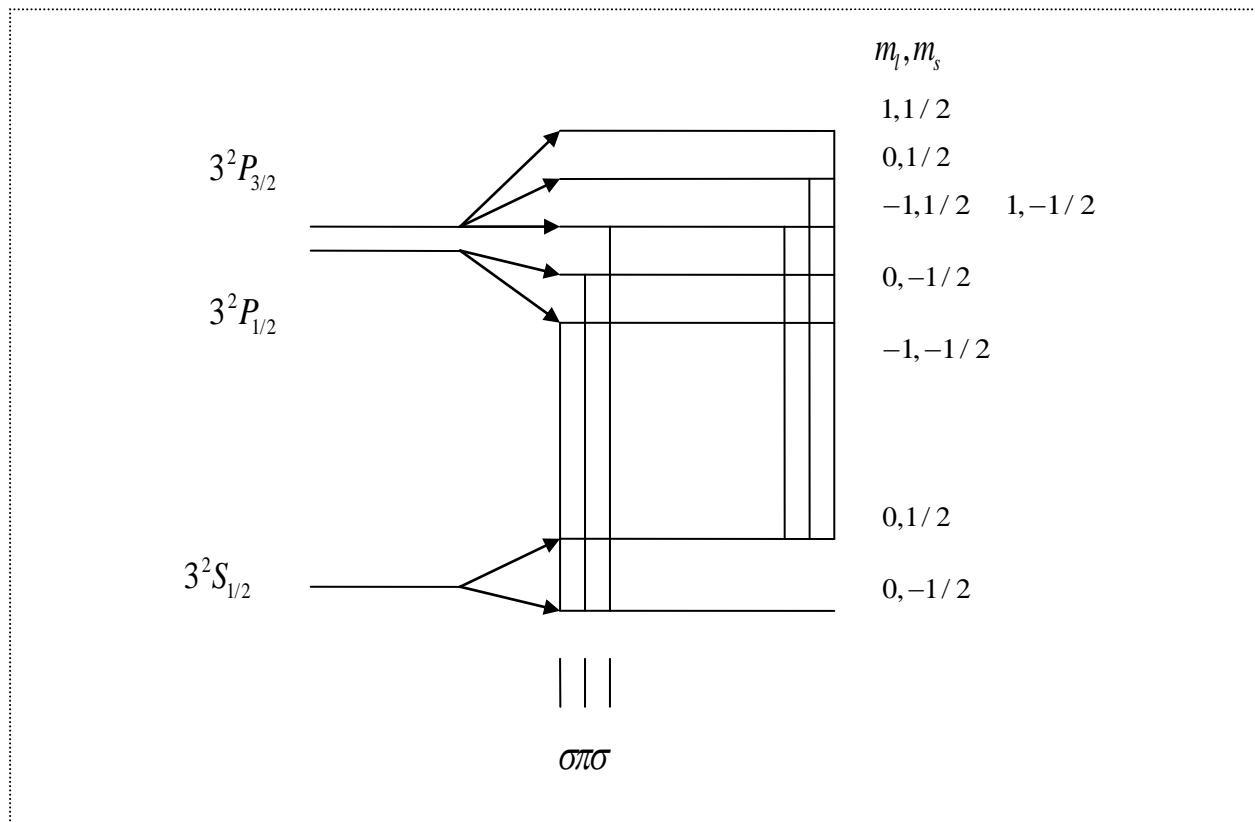
Magnit maydon mavjud bo‘lmagan holda o‘tishlar tanlash qoidasi $\Delta h = \pm 1$ va $\Delta J = 0, \pm 1$ bo‘yicha amalga oshiriladi. Qaraladigan holat uchun 2 ta ehtimoliy o‘tish ruxsat etilgan. Magnit maydon mavjud bo‘lgan holda tanlash qoidasida qo‘sishimcha shart bajarilishi kerak $\Delta M_J = 0, \pm 1$. Shuning uchun hamma ehtimoliy o‘tishlar ham ruxsat etilmagan o‘tishlar hisoblanishadi. Rasmda ruxsat etilgan o‘tishlar vertikal liniyalar bilan tasvirlangan. $\Delta M_J = 0$ holatga mos o‘tishlar qutblangan liniyalarni beradi. Bu liniyalar $\Delta m_J = 0$ talabga javob beruvchi normal Zeeman effektining π - komponentiga mos keladi. Lekin normal effektdan farqli ravishda, turli o‘tishlar uchun ular turlicha siljigan bo‘ladi. Shunday sababga ko‘ra $\Delta m_J = \pm 1$ mos o‘tishlarning σ - komponenti uchun siljish turlicha bo‘ladi. Umumiy manzara natriy va boshqa moddalar uchun eksperiment natijalari mos keladi. Shunday qilib Zeeman effekti murakkabligi sababi - Lande faktori qiymatlarida farq tufayli yuzaga keladigan, turli sathlar bo‘linish qiymatidagi farq hisoblanadi.

Kuchli magnit maydonida liniyalarning bo‘linish masofasi yanada oddiylashadi. Masalan kuchlanganligi 180 kE teng bo‘lgan maydonda natriyning sariq dubleti uchun normal Zeeman effekti(normal bo‘linish $h \cdot \Delta \nu = \mu_B H$) o‘rinli bo‘ladi. Litiy $\lambda = 6708 \text{ \AA}^0$ liniyasi uchun bunday hodisa 30 kE kuchlanganlikni maydonda sodir bo‘ladi. Bu hodisa - *Pashen-Bak* effekti deyiladi. Turli liniyalar uchun ma’lumotlarni solishtirish shuni ko‘rsatadiki, Pashen – Bak effekti shunday maydonlarda sodir bo‘ladiki, bunday maydonlarda bo‘linish nozik struktura bo‘linishidan ancha katta bo‘ladi. Natriy uchun nozik struktura bolinishi $\Delta \lambda = 6 \text{ \AA}^0$ teng bo‘lib, litiy uchun esa nozik struktura bo‘linishi $\Delta \lambda \approx 0.13 \text{ \AA}^0$ teng bo‘ladi. Orbital va spin momentlarning tashqi magnit maydon bilan o‘zaro ta’siri energiyasi spin - orbital o‘zaro ta’sir energiyasidan katta bo‘ladi. Shuning uchun taxmin qilish mumkinki, katta maydonlarda spin - orbital o‘zaro ta’sir yo‘qolib orbital

va spin momentlar o‘zaro qarshi yo‘nalib qoladi. Natijada atomning maydonda qo‘shimcha energiyasi:

$$W_H = W_{HL} + W_{HS} = (m_L + 2m_s)\mu_B H \quad (1.37)$$

Bo‘linish manzarasi 8 - rasmida keltirilgan. Yuqori 2 tali r - sath 5 ga bo‘linadi ($\mu_B H$ teng energetik intervalda). Pastki sath boshlangich holga nisbatan $\mu_B H$ teng energetik farq bilan yuqoriga va pastga siljigan sathlarga bo‘linadi. Qavslarda m_l va m_s kvant sonlar qiymatlari ko‘rsatilgan. Vertikal liniyalar orqali, $\Delta m_L = 0; \pm 1$ va $\Delta m_s = 0$ tanlash qoidalariga bo‘ysunuvchi o‘tishlar ko‘rsatilgan. Sxemadan ko‘rinadiki 6 ta ruxsat etilgan o‘tishlar 3 ta liniyani hosil qiladi: qo‘zgalmagan π – komponenta $\Delta m_L = 0$ va 2 ta $h \cdot \Delta\nu = \mu_B H$ energetik farq bo‘yicha siljigan σ – komponenta $\Delta m_L = \pm 1$.



8 - rasm. Kuchli magnit maydonida natriy D-dubleti sathlarning bo‘linishi. Pashen-Bak effekti.

Elektronning spin momenti tushunchasining kiritilishi va spin-orbital o‘zaro ta’sirni hisobga olish, Zeeman effektini nozik struktura bo‘linishi va Shtern - Gerlax tajribalari natijalarini to‘liq tushuntirishga imkon beradi.

§1.5. Kimyoviy birikmalarning magnit qabul qiluvchanliklari.

Kimyoviy birikmalar hosil bo‘lishida valent elektronlar magnit momenti 0 teng bo’lgan strukturani hosil qiladi. Shuning uchun kimyoviy birikmalarning(o‘tish elementlar atomlari bunga kirmaydi) ko‘pchilik qismi diamagnit hisoblanishadi. Diamagnitning klassik nazariyasi ko‘p yadroli molekulalarga tadbiq qilinmaydi. Chunki Larmor teoremasi qat’iy ravishda bir yadroli sistemalarga qo’llaniladi. Kvant nazariyasi to‘liq yechimni bersada, miqdoriy hisoblash qiyin va yetarlicha aniq natijalar faqat vodorod uchun olingan. Shuning uchun ham bunda poliempirik qonuniyat sezilarli rol o‘ynaydi.

Eng ko‘p tadqiq qilingan diamagnit modda - suvdir. Bundan tashqari suv ko‘pincha graudirovka va erituvchi sifatida qo’llaniladi. Shuning uchun uning xossalariiga batafsil to‘xtalish mumkin. $t=20\ ^\circ C$ temperaturada massaviy qabul qiluvchanlikni $\chi_\rho = -0.72 \cdot 10^{-6} \text{ } ^\circ C^{-1}$ qiymati eng to‘g‘ri sifatida qabul qilingan. Suvning qabul qiluvchanligining temperaturaga bog‘liqligi murakkab bo‘lib, uning qiymati temperatura qancha ko’tarilsa, shuncha tez oshadi. Qabul qiluvchanlikning temperaturaviy koef fisiyenti $2.9 \cdot 10^{-4} \text{ } ^0C^{-1}$ ($t=5^\circ C$) $\rightarrow 0.62 \cdot 10^{-4} \text{ } ^0C^{-1}$ ($t=70^\circ C$) tarzda kamayadi. Suvning qabul qiluvchanligining temperaturaviy bog‘liqligining ehtimoliy sababi - past temperaturada suvning polimerizasiyasi bo‘lib, bunda bir necha molekuladan iborat kompleks paydo bo‘lishi bilan bog‘liqdir. Bu kompleks temperatura ko’tarilishi bilan parchalanadi va suvning qabul qiluvchanligi kamayadi. Gaz holatdagi hamma moddalarning atom qabul qiluvchanligi temperaturaga bog‘liq emas. Suyuq holatda qabul qiluvchanligining temperaturaviy koef fisienti kichikroq bo‘ladi(fazalar almashish nuqtasi atrofi sohalaridan tashqari). Modda qabul qiluvchanligining eng ko‘p sezilarli qismi

fazoviy o'tish nuqtalarida kuzatiladi. Moddaning erish jarayonida qabul qiluvchanlikning o'zgarishi bir necha foizni tashkil etadi. Masalan, suv uchun $t=0^\circ\text{C}$ temperaturada $\chi_\rho = -0.716 \cdot 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ teng bo'lib, muz uchun esa $t=0^\circ \text{ C}$ temperaturada $\chi_\rho = -0.700 \cdot 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ teng bo'ladi. Ko'p sonli kimyoviy birikmalarni qabul qiluvchanlik bo'yicha o'rganishdan so'ng, Paskal tomonidan quyidagi ifoda taklif etilgan:

$$\chi_m = \sum_i \chi_{mi} + \lambda \quad (1.38)$$

Bunda χ_m - kimyoviy birikmalarning molyar qabul qiluvchanligi, λ - atomlar o'rtasidagi bog'liqlik tabiatiga bog'liq bo'lgan doimiy. χ_{mi} - Paskal doimiylari bo'lib, ular oddiy atomlarning atom qabul qiluvchanligi bilan mos tushmaydi. Lekin u ko'pchilik moddalar uchun doimiy hisoblanadi. Paskal qoidasi shunga asoslanganki, kimyoviy birikmalar hosil bo'lish jarayonida atom ichki qobiqlari o'zgarmaydi. Atomlararo o'zaro ta'sir xarakteriga o'zgarmas elektron konfigurasiya orqali tushuntirish mumkin. 6 – jadvalda bir qator elementlar uchun Paskal doimiylari keltirilgan.

Bir qator elementlar uchun Paskal doimiylari.

6 – jadval.

Element	H	C	N	O	F	Cl	Br	J	S	P
$\chi_{mi} \cdot 10^{-6}$	-2.93	-6	$-5.57 \div -4.61$	$-4.61 \div 1.73$	-11.5	-20.1	-30.6	-44.6	-15	-26.3

Paskal qoidasi qo'llanilishiga misol sifatida brom – etil C_2H_5Br uchun molyar qabul qiluvchanlikni hisoblash mumkin:

$$\chi_M = \chi_C + \chi_H + \chi_{Br} + \lambda = -53.6 \cdot 10^{-6} \text{ mol}^{-1}$$

Uning eksperimental molyar qabul qiluvchanligi: $\chi_M = -53.3 \cdot 10^{-6} \text{ mol}^{-1}$ teng.

1. Klassik statistik fizikaning umumiylari holatlaridan kelib chiqadiki, elektron sistemalar termodinamik turg'un magnit momentga ega bo'lmaydi. Lekin bu xulosa eksperiment natijalariga mos kelmadidi. Atomning turg'unligini tushuntiruvchi kvant

mexanika magnetizmga tushuntirish berdi. Atom va molekulalar magnetizmi quyidagilarga asoslangan:

- atom elektronlarning spin magnitlari (spin magnetizmi)
- atom va molekulalar qobiqlarida elektronlar harakati (orbital magnetizm)
- yadro nuklonlarining spin va orbital magnetizm (yadroviy magnetizm)

Yadroviy magnetizm elektron magnetizmga nisbatan juda kichik bo‘ladi, lekin moddani yadroviy magnit rezonans (YaMR) metodi bilan tadqiq qilishda qo‘llaniladi. Shuningdek yadroviy magnitsizlanish metodi kuchli sovutish uchun qo‘llaniladi. Ko‘p elektronli atomlarda orbital va spin magnit momentlarning qo‘shilishi, fazaviy kvantlashish qonunlari bo‘yicha amalga oshadi. Bunda natijaviy magnit moment M_j to‘la burchak kvant j bilan aniqlanadi:

$$M_j = g_j [(j+1)\mu_B]^{1/2} \quad (1.39)$$

bunda g_j - Lande ko‘paytuvchisi (magnit bo‘linib ketish faktori) va μ_B - Bor magnetoni bo‘lib, elektron spin momenti quyidagiga teng.

$$\mu_B = \frac{e\hbar^2}{2m_e c} \quad (1.40)$$

Magnit bo‘linib ketish faktori yoki g - faktor bo‘lib, u magnetomexanik munosabat kattaligini xarakterlaydi. Bu alohida elektronlarning orbital va spin momentlarning qanday qo‘shilishi bilan bog‘liq. Sof orbital moment uchun $g=1$, sof spin moment uchun esa $g=2$ teng bo‘ladi.

1-bob bo‘yicha nazorat savollari.

1. Qanday moddalar diamagnit hisoblanadi?
2. Atomda elektron qanday magnit momentga ega?
3. Atomning magnit momentining qiymati nimaga teng?
4. Diamagnit modda atomlarining magnit momenti qiymati nimaga teng?
5. Diamagnit moddaning tabiatи haqidagi qanday zamonaviy fikrlar mavjud?
6. Muhitning magnit xossalari qanday kattaliklar bilan xarakterlanadi?
7. Amper gipotezasi qanday ifodalanadi?

8. Magnit maydon qanday hosil bo‘ladi?
9. Mikrotok deb nimaga aytildi?
10. Diamagnetizm qanday xususiyatga ega?
11. Makrotok nima deb ataladi?
12. Moddaning magnit sezuvchanligi nima bilan xarakterlanadi?

1.Nima uchun barcha moddalarni «magnit» deb atash mumkin?

1. Atomdagi magnit xossalari qanday zarralarning harakati bilan bog‘liq?1

 1. atom yadrosi
 2. atom yadrosidagi protonlar
 3. atom yadrosidagi neytronlar
 4. elektronlar

2.Magnit maydonning kuch xarakteristikasi...

1. maydon kuchi vektori
2. muhitning magnit o‘tkazuvchanligi
3. maydon induksiya chizig‘i
4. magnit induksiya vektori

3.Moddaning magnit xossalari ... bilan tavsiflanadi.

1. moddaning zichligi
2. magnit induksiya vektori
3. magnit doimiysi
4. muhitning magnit qabul qiluvchanligi

4.Qanday sharoitda o‘tkazgich atrofida magnit maydon paydo bo‘ladi?

1. o‘tkazgichda elektr toki paydo bo‘lganda
2. o‘tkazgich yarmiga katlanganda
3. o‘tkazgich qizdirilganda
4. o‘tkazgich sovutilganda

5. Diamagnitlarning xususiyatlari qanday?

1. magnit sindiruvchanligi birdan kam
2. magnit sindiruvchanligi birga teng
3. magnit sindiruvchanligi birlikdan katta
4. magnit sindiruvchanligi birlikdan ancha katta

2- BOB. MODDALAR DIAMAGNETIZMI VA PARAMAGNETIZMI.

§2.1. Modda atomining diamagnetizmi.

Tashqi magnit maydonida joylashtirilgan atomda elektron harakatining xarakteri o‘zgarmaydi va atomning magnit momenti qiymati tashqi magnit maydoni kattaligiga bog‘liq bo‘lmaydi. Tashqi magnit maydonida joylashtirilgan atomning energiyasi atom magnit momentining tashqi magnit maydon bilan o‘zaro ta’sir energiyasiga teng hisoblanadi. Kuchli magnit maydonda spin va orbital magnit momentlarning tashqi magnit maydoni bilan alohida - *o‘zaro ta’sir energiyasi* hisoblanadi. Aslida elektronlar harakatida o‘zgarishi sodir bo‘ladi va bu atom magnit momentining o‘zgarishiga olib keladi. Larmor teoremasi bo‘yicha, magnit maydonini sekinlik bilan hosil qilinganda, harakatdagi zaryadlar sistemasining Larmor chastotasi bilan aylanayotgan koordinatalar sistemasida harakat xarakteri o‘zgarmas bo‘ladi. Larmor chastotasi:

$$\omega_L = \frac{eH}{2mc} \quad (2.1)$$

Ya’ni sistema magnit maydonida ω_L burchak chastota bilan aylanadi. Bu hodisani, $+e$ zaryadli yadro atrofida aylana traektoriya bo‘ylab harakatlanuvchi elektron misolida qaraladi. Tashqi magnit maydoni mavjud bo‘lmaganda elektronning harakati tezligi ushbu idadan aniqlanadi:

$$\frac{e^2}{r^2} = \frac{mv_0^2}{r} = m\omega_0^2 r \quad (2.2)$$

Tashqi magnit maydoni mavjud bo‘lganda va uning kuchlanganligi \bar{H} elektron orbitasi tekisligiga tik deb hisoblanadi. Bunda yadroning tortish kuchi $-\frac{e^2}{r^2}$ dan tashqari Lorents kuchi $f = \frac{e}{c}[\nu H]$ ham ta’sir etadi. Bunda (2.2) ifoda quyidagi ko‘rinishni oladi:

$$\frac{e^2}{r^2} \pm \frac{e}{c} \omega r H = m\omega^2 r \quad (2.3)$$

(2.3) ifodada + va - ishoralar elektronlarning tezligi va maydon yo‘nalishiga bog‘liq ravishda tanlanadi. (2.1) va (2.2) ifodalardan foydalanib (2.3) ifodani quyidagi ko‘rinishda ifodalash mumkin:

$$\omega^2 \pm 2\omega_L \omega - \omega_0^2 = 0 \quad (2.4)$$

Atomning ichida elektron harakati, $\omega_L \gg \omega$ holatda, $\omega_L = \frac{eH}{2mc}$ teng bo‘ladi. (2.1)

ifodadan kelib chiqadiki:

$$\omega_0 = \frac{e}{\sqrt{mr^3}} \quad (2.5)$$

Shunday qilib maydon kuchlanganlini $H \approx 10^9 E$ bo‘lganda ω_L va ω_0 burchak tezliklar bir tartibda bo‘ladi. Amalda magnit maydonlar holida $\omega_L \gg \omega$ bo‘lib katta aniqlikda ushbu ifoda o‘rinli bo‘ladi:

$$\omega = \omega_L + \omega_0$$

(2.6)

Tashqi magnit maydoni mavjud bo‘lganda aylanuvchi elektron energiyasining o‘zgarishi:

$$\Delta W = \frac{m}{2} r^2 [(\omega_0 \mp \omega_L)^2 - \omega_0^2] = \mp mr^2 \omega_0 \omega_L + mr^2 \omega_L^2$$

(2.7)

Agar $\mu = \frac{e}{2c} \omega_0 r^2$ ifodadan foydalanib ma’lum belgilashlar kiritilsa:

$$\Delta \mu = \frac{e}{2c} \omega_L r^2 \quad (2.8)$$

$$\Delta W = \mp \mu H + \Delta \mu \cdot H \quad (2.9)$$

(2.9) ifodaning 1 - hadi orbital magnit momentning tashqi magnit maydon bilan o‘zaro ta’siri energiyasini ifodalaydi. Tashqi magnit maydon yo‘nalishiga bog‘liq ravishda bu energiya ishorasi manfiy yoki musbat bo‘ladi. 2 - had esa elektronlarning yadro atrofida aylanish tezligi o‘zgarishi hisobidan yuzaga keladigan

qo'shimcha magnit moment o'zaro ta'sir energiyasini ifodalaydi. Bu shuni bildiradiki, qo'shimcha magnit moment doim tashqi magnit maydon kuchlanganligi yo'nalishiga qarshi yo'nalgan.

Ushbu hodisaga boshqacha nuqtai - nazar bilan qarash mumkin. Tashqi magnit maydon kuchlanganligining ixtiyoriy o'zgarishidan, elektromagnit induktsiya qonuni bo'yicha uyurmaviy elektr toki hosil bo'ladi. Bu elektr maydon elektron harakatining o'zgarishini ketirib chiqaradi. Lens qoidasiga ko'ra harakat o'zgarishini shunday bo'lishi kerakki, ular tashqi maydonga qarshi yo'nalgan maydon hosil qilishi kerak. Ya'ni tashqi magnit maydon yo'nalishiga qarshi yo'nalgan magnit momenti hosil bo'ladi. Tashqi magnit maydon yo'nalishiga qarshi yo'nalishda hosil bo'lgan atomning diamagnit momenti elektromagnit induksiya hodisasi oqibatida hosil bo'ladi.

Aylanaviy orbita uchun olingan natijalar elliptik orbita uchun ham sezilarli o'zgarishga uchramayd. Umumiy holda (2.8) ifodaga orbita radiusi kvadrati o'rniga ixtiyoriy orbita radiusining effektiv qiymatining kvadrati quyiladi. $\omega_L \gg \omega$ bo'lgani uchun atomning diamagnit momenti $\Delta\mu$, orbital magnit momentidan ko'p marta kichik bo'lib, shuning uchun uning e'tiborga olinishi faqat kichik tuzatmani beradi. Lekin qobiqning orbital va spin magnit momentlari yig'indisi 0 teng bo'lsa (masalan inert gazlar uchun), bu tuzatmaning ahamiyati dolzarb bo'lib qoladi. Chunki hamma orbitalarning umumiy diamagnit momentlari bir yo'nalishda bo'lib, ular qo'shiladi. Atom elektron qobig'inining magnit momenti, uning elektronlarining spin va orbital magnit momenlari yig'indisidan iborat bo'ladi. Ushbu spin va orbital magnit momenlari qiymatlari Bor magnetoni μ_B qiymati tartibida bo'ladi: $\mu_B = \frac{e\hbar}{4\pi mc} = 0.927 \cdot 10^{-27} \frac{\text{Erg}}{E}$.

Ularning magnit momenti bo'ylab proyeksiyalari esa Bor magnetoni μ_B qiymatiga karrali bo'ladi. Spin magnit momentning spin mexanik momentga nisbatli orbital magnit momentning orbital mexanik momentga nisbatidan 2 marta katta bo'lgani uchun, atomning summar magnit momentining tashqi magnit maydon

yo‘nalishiga proeksiyasi Bor magnetoni μ_B ning Lande faktori g ga ko‘paytmasiga karrali bo‘ladi. Elektronlar bilan to‘lgan qobiqning magnit momenti 0 teng, shuning magnit momenti faqat elektronlar bilan to‘lmagan qobiqlar bilan aniqlanadi. Atom tashqi magnit maydoniga joylashtirilganda elektromagnit induksiya hodisasi natijasida tashqi magnit maydoniga qarshi yo‘nalgan qo‘sishimcha diamagnit moment hosil bo‘ladi.

Atom va ionlarning diamagnit qabul qiluvchanligi. Tashqi magnit maydonda atomning joylashtirilishida uning elektronlarining orbital magnit momenti o‘zgaradi. Bunda hosil bo‘luvchi qo‘sishimcha moment yo‘nalishi tashqi magnit kuchlanganligi yo‘nalishiga qarshi yo‘nalgan bo‘ladi. Tekisligi maydonga perpendikulyar bo‘lgan doiraviy orbita uchun qo‘sishimcha moment qiymati (1.36) formula bo‘yicha aniqlanadi. Atomning diamagnit momentini hisoblashda e’tiborga olish kerakki, uning elektronlari orbitalari fazoda ixtiyoriy yo‘nalgan bo‘lishi va aylana shaklidan farq qilishi mumkin. Qo‘sishimcha moment elektromagnit induksiya natijasi bo‘lgani uchun undan ko‘rinadiki, magnit maydonga perpendikulyar tekislikka orbita maydonining proeksiyasiga proporsional bo‘ladi. Unda (1.36) formulaning ko‘rinishi umumiy holda:

$$\Delta\mu = \frac{e\omega_L \bar{r}_1^2}{2c} = -\frac{e^2 \bar{r}_1^2 H}{2mc^2} \quad (2.10)$$

N ta atomdan iborat to‘plamning summar diamagnit momentni hisoblashda e’tiborga olish kerakki, har - bir atomda Z ta elektron mavjud va barcha orbitalarning oriyentasiyalari bir - xil ehtimolli bo‘ladi. Bundan kelib chiqadiki: $\bar{r}_1^2 = \frac{2}{3} \bar{r}^2$.

Shuningdek:

$$\Delta\bar{M}_A = -N \frac{eH^2}{6mc^2} \sum_{i=1}^{l=z} \bar{r}_i^2 \quad (2.11)$$

Bundan atomning diamagnit qabul qiluvchanligi:

$$\chi_a = \frac{\Delta\bar{M}_A}{H} = -N \frac{eH^2}{6mc^2} \sum_{i=1}^{l=z} \bar{r}_i^2 \quad (2.12)$$

Diamagnit qabul qiluvchanlik qiymatini taxminiy hisoblash mumkin. Bunda hisoblanadiki, $\sum \bar{r}_i^2 \approx z\bar{r}_1^2 = z \cdot 10^{-16} \text{ sm}^2$ bo‘ladi. U holda: $\chi_a = -2.8 \cdot 10^{-16}z$. Aniq kvantomexanik hisoblashda orbita tushunchasi ma’noga ega bo‘lmaydi, lekin sonli natijalar kvaziklassik xulosa natijasi kabi bo‘ladi. (1.40) formula bo‘yicha hisoblangan diamagnit qabul qiluvchanlik qiymati katta bo‘lmaydi. Agar summar orbital yoki magnit moment 0 teng bo‘lmasa, uning diamagnit qabul qiluvchanligi qiymati paramagnit qabul qiluvchanlik qiymatidan kichik bo‘ladi. Haqiqatda agar magnit moment $\mu = \mu_B$ bo‘lsa, xona temperaturasi sharoitida (4.8) formula bo‘yicha hisoblangan diamagnit qabul qiluvchanlik ushbuga teng bo‘ladi: $\chi_a = \frac{N\mu_B^2}{3kT} = 6 \cdot 10^{23} \frac{(0.9 \cdot 10^{-20})^2}{3 \cdot 1.38 \cdot 10^{-20} \cdot 300} \cong 6 \cdot 10^{-4}$

Shunday qilib, diamagnit qabul qiluvchanlik paramagnit qabul qiluvchanlikdan taxminan 100 marta kichik bo‘ladi. Diamagnit qabul qiluvchanlikning nisbiy ulushini ushbu holat kattalashtiradiki, murakkab atomlarning to‘lgan qobiqlarining summar orbital va spin momentlari 0 teng va ularning maksimal magnit momenti bir necha μ_B dan oshmaydi. Hamma elektron orbitalarning diamagnit momentlari qo‘shiladi. Shuning uchun, og’ir atomlarda magnit qabul qiluvchanlikning diamagnit ulushi 10% ga etadi. Tajriba va nazariy natijalarni (paramagnit uchun) solishtirishda, diamagnit qabul qiluvchanlik qiymatiga tuzatma hisobga olinadi.

Agar atomning xususiy magnit momenti 0 teng bo‘lsa, elektron qobiq diamagnetizmi 1 - o’ringa chiqadi. Bu xulosa, inert gaz atomlariga tegishli bo‘lib, ularda elektron qobiqlar to‘lgan hisoblanadi. Shuningdek bu holat, davriy sistemaning 2 - guruh elementlari bug‘lari (ularning asosiy holati - 1S_0)ga ta’lluqli bo‘ladi. Inert gazlar atom qabul qiluvchanligining eksperimental natijalarni, *Sleyter* hisoblashlari bilan solishtirish 7 - jadvalda keltirilgan. Eksperiment va nazariy hisoblash natijalarning yuqori darajada mos kelishi kuzatilgan.

Inert gazlar atom magnit qabul qiluvchanligining eksperimental va nazariy natijalari.

7-jadval

Element	Ne	Ne	Ar	Kr	Xe
$-\chi_a \cdot 10^6$ (eksperiment)	1.9	6.7÷7.5	18÷19	28÷29	42÷44
$-\chi_a \cdot 10^6$ (nazariy)	1.85	5.7	18.9	31.7	48

Galoidlarning manfiy ionlari va ishqoriy metallarning ionlari inert gazlar qobiqlari kabi elektron qobiqqa ega bo'lishadi. Ularning magnit qabul qiluvchanligi qiymatlari bir-biriga yaqin bo'ladi deb hisoblash mumkin. 8-jadvalda bu moddalarning atom va ion qabul qiluvchanligi solishtiriladi.

Ba'zi moddalarning atom va ionlari magnit qabul qiluvchanligi.

8-jadval

Ion	$-\chi_a \cdot 10^6$	Atom	$-\chi_a \cdot 10^6$	Ion	$-\chi_a \cdot 10^6$
-	-	He	1.9	Li^+	1.0
F^-	9.1	Ne	7	Na^+	6.8
Cl^-	23.4	Ar	19	K^+	14.9
Br^-	35	Kr	28.5	Rb^+	22.5
J^-	50.6	Xe	43	Cs^+	35.0

Mos ionlar va atomlarning qabul qiluvchanligi qiymatlari haqiqatda bir-biriga yaqin bo'lib, lekin galoid ionlari qabul qiluvchanligi qiymati inert gazlarnikidan katta, ishqoriy metallarning qabul qiluvchanligi qiymati esa inert gazlarnikidan kichik bo'ladi. Gap shundaki, galoid yadrosi zaryadi miqdori kichik, ishqoriy ionlarning zaryadi miqdori esa katta bo'ladi. Mos ravishda galoidlar

atomlarida elektronlar orbitalari radiusi katta, ishqoriy ionlarning elektronlar orbitalari radiusi esa kichik hisoblanadi.

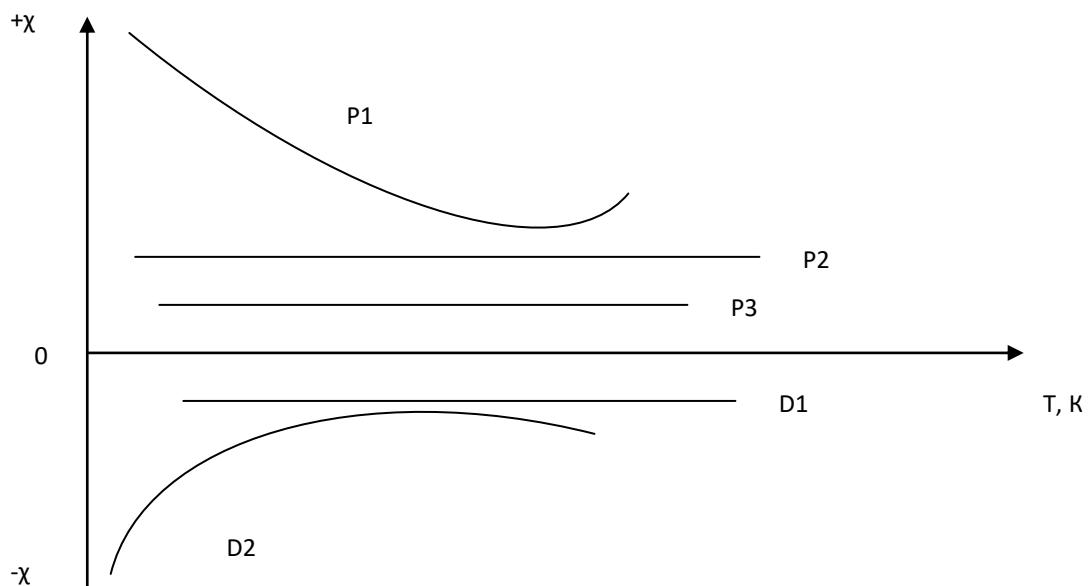
Ionlarning qabul qiluvchanligini aniqlash bo'yicha ushbu fikrlarni ta'kidlash mumkin. Bu kattalik qiymati tuz aralashmasi(masalan, $NaCl$) qabul qiluvchanligini o'lchashdan aniqlanadi. Albatta bunda Na^+ va Cl^- ionlarning summar qabul qiluvchanligi qiymati aniqlanadi. Agar ionlarning qabul qiluvchanligi qiymati ushbu ionlarning qanday modda tarkibida bo'lishiga bog'liq emas deb hisoblansa, u holda bir qator o'lchash natijalardan qabul qiluvchanlikni hisoblash oson hisoblanadi. Masalan Na^+, K^+, Cl^- va J^- uchun ion qabul qiluvchanlikni o'lchash mumkin. Aniqki bunday xulosalar taxminiy bajariladi, lekin bunda aniqlik ko'p holda paramagnetiklarni tadqiq qilishda diamagnit tuzatmalarni kiritish uchun yetarli hisoblanadi. Gramm - ionda hisoblangan tuzatma diamagnit doimiy misol sifatida keltirish mumkin: $\chi_a(NO_3^-) = -18.9 \cdot 10^{-6}$; $\chi_a(SO_4^{2-}) = -40.1 \cdot 10^{-6}$; $\chi_a(NH_4^+) = -13.3 \cdot 10^{-6}$;

Inert gazlarning gramm - atom qabul qiluvchanliklari va ionlarning gramm - ion qabul qiluvchanliklari temperaturaga bog'liq emas. Albatta hajmiy qabul qiluvchanlik temperaturaga bog'liq bo'ladi. Chunki issiqlik kengayishi natijasida moddada atomlarning konsentrasiyasi o'zgaradi.

§2.2. Moddalar diamagnetizmi.

Moddalar tashqi magnit maydon bilan o'zaro ta'siri xarakteri va ichki magnit strukturasi bo'yicha, magnit tartiblangan va magnit tartibsizlangan moddalarga bo'linadi. Magnit tartiblangan moddalarda magnit xossalari kuchli sezilgani uchun, ular texnikada keng qo'llaniladi. Hozirda foydalaniladigan magnit tartibsizlangan qattiq jismlarda magnitizm kuchsiz bo'lib, uni eksperimentda qayd qilish juda qiyin hisoblanadi. Kuchsiz va kuchli magnetizm terminlari shartli bo'lib, bunda bu hodisalarning muhandislik ma'nosida keltiriladi. Haqiqatda kuchsiz magnetiklarda nisbiy magnit singdiruvchanlik $\mu \approx 1$ bo'lib, u

vakuumnikidan ko'p farq qilmaydi $\mu=1$. Kuchli magnetiklarda esa, nisbiy magnit singdiruvchanlik $\mu \approx 10^4 \div 10^5$ qiymatgacha etishi mumkin. Kristallarda elektronnagnetit to'lqinlarning tarqalishi bilan bog'liq ko'pgina muhandislik hisoblashlarda, kuchsiz magnetizm hisobga olinmaydi. Kriogen texnikada kuchsiz paramagnetizm orqali past temperatura hosil qilish mumkin. Shunday qilib, fizikaviy eksperimet texnikasida(medisinada ham), elektron paramagnit rezonans(EPR) va yadroviy magnit rezonans(YaMR) metodlari, hatto kuchsiz magnetism ishlatilsa ham muhim tadqiqot va diagnostika metodi bo'lib qoladi. 9 - rasmda kuchsiz magnetizmning turli holatlari uchun $\chi(T)$ bog'liqlik keltirilgan.

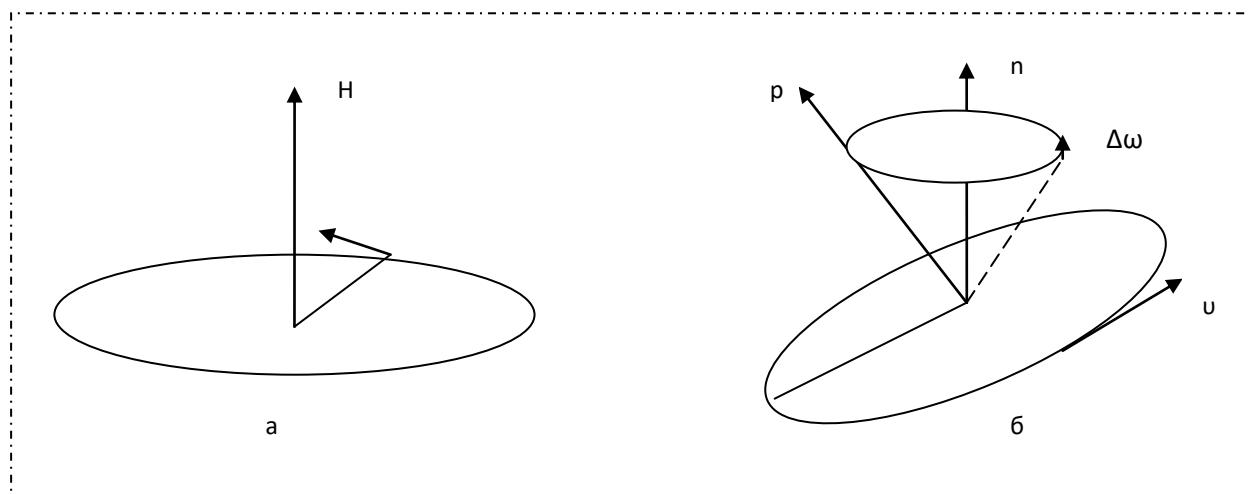


9-rasm. Kuchsiz magnetizm holida magnit singdiruvchanlikning temperaturaviy bog'liqligi: P1-Kyuri qonuni bo'yicha o'zgaradigan lanjeven paramagnetik; P2-metallarda paramagnetizm; P3- Van-Flek paramagnetizmi; D1- diamagnetizm; D2-fullerit nanotrubkalarda diamagnetizm.

Yopiq orbita bo'ylab harakatlanadigan elektron tashqi magnit maydon ta'sirida uning traektoriyasi spiralsimon bo'lib qoladi. Bu holat bilan diamagnetizm holati bog'liqdir. Klassik tasavvurlar bo'yicha diamagnetizmning fizik tabiatini tashqi magnit maydonda induksiyalangan so'nmas vixrli mikroskopik toklarning paydo bo'lishi bilan bog'liqdir. Bu tok elektronning yopiq orbita bo'ylab o'zgaruvchan burchak tezlik bilan spiralsimon harakati natijasidir.

Diamagnetizm moddaning tashqi magnit maydonga ta'sirida oladigan o'zgarishni ifodalaydi. Diamagnetiklarda magnit qabul qiluvchanlik $\chi = -(10^{-5} \div 10^{-6})$ qiymatlar intervalida bo'ladi. Manfiy ishora diamagnetizmda induktsiyalangan magnit maydonning tashqi magnit maydonga qarshi yo'nalanligini bildiradi. Shuning uchun, diamagnetism moddada tashqi magnit maydon induksiyasi qiymatini kamaytiradi. Yuqorida ta'kidlanganidek, diamagnit magnit maydonni o'zidan «siqib chiqarishga» harakat qiladi. Lekin ko'p holatlarda diamagnetizm juda kuchsiz bo'ladi $\mu = 0,99999\dots$.

Hamma moddalar uchun magnitlanishning umumiy mexanizmi - *Larmor mexanizmi* hisoblanadi. Bu mexanizm, atom, ion va molekulalar elektronlarining orbitalarining proeksiyasi hisobidan yuzaga keladi. Tashqi magnit maydonda bunday presessiya hamma vaqt sodir bo'ladi. Bu holat - orbita bo'ylab harakatlanadigan elektronlarning fundamental xossasi hisoblanadi(Larmor teoremasi)(10-rasm).



10 - rasm. Diamagnetizmga holatga olib keluvchi magnit maydonagi elektron orbitasining Larmor presessiyasi.

Elektron orbitasi magnit maydonga perpendikulyar bo'lganda, tormozlanish, ya'ni elektronning burchak chastotasi kamayishi sodir bo'ladi(6a-rasm). Umumiyl holda, orbita tekisligi maydonga burchak ostida yo'nalan bo'lsa, tashqi magnit maydon ta'sirida orbitaning presessiyasi sodir bo'ladi.(10b - rasm). Orbita tekisligiga normal bo'lgan vektor, magnit maydon vektori H atrofida, doimiy burchak tezlik vektori konus chizadi. Shunday qilib, diamagnetizm atom va

ionlarda sodir bo‘ladigan elektronlarning orbital harakati bilan bog‘liq. Diamagnetizm tashqi magnit maydondagi atomlar elektronlarning orbital harakatining burchak tezligi o‘zgarishi bilan bog‘liq. Bu g‘oyani ushbu mulohaozalar bilan tushuntirish mumkin. Elektronning orbital harakati yopiq elektr toki sifatida qaraladi. Tokli kontur tashqi magnit maydonga kiritilsa, konturda qo‘sishimcha E.Yu.K. hosil bo‘ladi. Natijada konturda tok kuchi o‘zgaradi va qo‘sishimcha magnit moment hosil bo‘ladi. *Le-Shatele* prinsipi bo‘yicha, bu moment induksiya hosil qiladigan magnit maydonga qarshi yo‘nalgan bo‘ladi. Bu esa diamagnetizmning belgisi hisoblanadi. *Le-Shatele* prinsipidan kelib chiqadiki, diamagnetik magnit maydondan chiqarib tashlashga uriniladi.

Atom va ionlarning elektron orbitalari kristall panjaraning temperaturaviy tebranishiga bog‘liq bo‘lmagani uchun diamagnit qabul qiluvchanlik manfiy bo‘lib qoladi va temperaturaga kuchsiz bog‘liq bo‘lib qoladi(9-rasm, D1-egri chiziq). Bu ma’noda tashqi magnit maydonda hosil qilingan diamagnetizm, tashqi elektr maydon E yuzaga keltiradigan elektr qutblanishni eslatadi. Haqiqatda, elektron qublanishdagi dielektrik qabul qiluvchanlik(χ_d) qiymati deyarli temperaturaga bog‘liq bo‘lmaydi va u musbat bo‘ladi. Turli kristallar uchun $\chi_d = 0.8 \div 3$ ($\varepsilon = 1.8 \div 4$) bo‘ladi. Bu qiymat vakuumnikidan $\varepsilon = 1$ ancha farq qiladi.

Metallar uchun boshqa ko‘rinishdagi magnetizm ko‘rinishi - *Landau mexanizm* o‘rinli bo‘ladi. Bu mexanizm magnit maydonda o‘tkazuvchanlik va erkin elektronlarning harakatining kvantlashishi bilan bog‘liqdir. Ular uchun magnit qabul qiluvchanlik $\chi \approx -10^{-5}$ teng bo‘ladi. *Lanjovan* va *Landau* mexanizmidan tashqari, diamagnetizmning boshqa mexanizmlari mavjud. Diamagnit xossalari moddalar:

1. Atom, ion yoki molekulalari natijaviy xususiy magnit momenti 0 teng bo‘lgan moddalar.
2. Magnit momentga ega bo‘lmagan molekulali yoki diamagnit xossasi paramagnit xossasidan ustun bo‘lgan organik birikmalar. Bu birikmalarda magnit qabul qiluvchanlik $\chi = 10^{-5} \div 10^{-6}$ bo‘lib, bu kattalik sezilarli anizotropiyaga ega.

3. Kristall moddalarda(*Zn*, *Au*, *Hg* va h.k.) va ion oktovada diamagnitizm ustun bo‘lgan ximiyaviy birikmalar.

Shuningdek diamagnetizm hamma moddalarga xos bo‘lib, lekin atomlari to‘lgan elektron qobiqlari to‘lgan moddalarda ustunlik qiladi(ko‘pgina dielektriklar, yarim o’tkazgichlar va ba’zi metallar). Masalan germaniy kristali uchun $\chi = -8 \cdot 10^{-6}$, kremniy kristali uchun $\chi = -3 \cdot 10^{-6}$, mis uchun $\chi = -6 \cdot 10^{-6}$, kumush uchun $\chi = -22 \cdot 10^{-6}$ va oltin uchun $\chi = -30 \cdot 10^{-6}$ teng bo‘ladi.

Lekin shunday qattiq jismlar(vismut, surma, grafit va boshqa yarim metallar) mavjudki, ularda diamagnetizm kuchliroq namoyon bo‘ladi. Masalan, vismut uchun magnit qabul qiluvchanlik qiymati katta va anizotrop bo‘ladi: $\chi_a = -220 \cdot 10^{-6}$ va $\chi_c = -310 \cdot 10^{-6}$. Bunda $\chi_a - \chi_c$ farq qiymati maydon kuchlanganligiga bog‘liq ravishda davriy ravishda o‘zgaradi(*Van - Alfen* effekti). Manfiy magnit qabul qiluvchanlikning katta qiymati($-\chi$), nafaqat grafit uchun balki boshqa uglerod modifikasiyalar(fulleren va ugolerod nanotrubkalar) uchun o‘rinli bo‘ladi. Bunda $-\chi$ qiymat, absolyut temperatura pasayishida ortadi(5-rasm, *D2*-chiziq).

Yarim metallarda diamagnetizmning kuchayishi kristallda o‘ta o’tkazuvchanlik holatiga o‘tish tendensiyasini ko‘rsatadi. Aslida o‘ta o’tkazgich modda o‘zidan magnit maydonni to‘liq chiqarib tashlaydi(ya’ni $\mu = 0$). Bunda o‘ta o’tkazgich uchun $\chi = -1$ teng bo‘ladi. O‘ta o’tkazgichning bunday xossasi ingichka qatlama ($10^{-5} m$) hosil bo‘ladigan elektr toki sababi hisoblanadi. Bunday toklar o‘ta o’tkazgichda tashqi magnit maydonni kompensasiya qiladigan magnit maydonni hosil qiladi. Shuning uchun, massiv o‘ta o’tkazgichda magnit maydon kuchlanganligi 0 teng bo‘ladi. O‘ta o’tkazgichdan tashqari ba’zi kristallarda gigant diamagnetizmning boshqa hollari ham ma’lumdir.

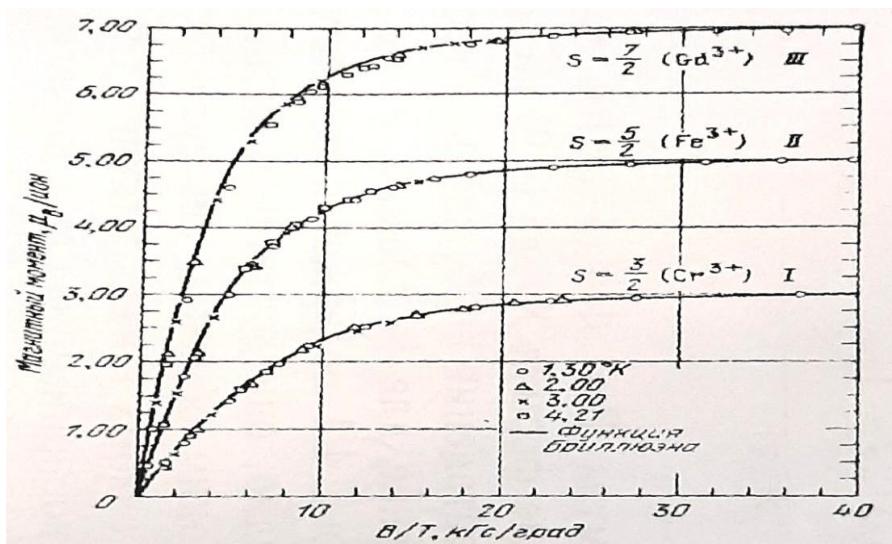
Shunday qilib, nisbatan kuchsiz diamagnetizm effekti hamma moddalarda mavjud bo‘ladi. Lekin yanada kuchliroq effekt - paramagnetizm mavjud bo‘lgan

holda, natijaviy magnit qabul qiluvchanlik musbat bo‘ladi. Bunday moddalar - *paramagnetiklardir*.

§2.3. Moddalar paramagnetizmi.

Paramagnetizm xossasi shunday moddalar uchun xarakterliki, bunday moddalarning atomlari, molekulalari, ionlari va atom yadrolari xususiy magnit momentiga ega bo‘ladi. Lekin tashqi magnit maydon mavjud bo‘lmaganda, bu momentlar xaotik yo‘nalgan bo‘lib, shuning uchun moddaning magnitlanishi $J=0$ bo‘ladi. Tashqi magnit maydon mavjud bo‘lganda, paramagnetikning atomlari momentlari asosan tashqi magnit maydon kuchlanganligi yo‘nalishi bo‘ylab yo‘naladi. Bunda tashqi magnit maydon kuchlanganligi oshirilsa paramagnetikning magnitlanganligi chiziqli ortadi: $J = \chi H$.

Agar tashqi magnit maydon kuchlanganligi qiymati yetarlicha katta bo‘lsa, paramagnetikning atomlari magnit momentlari asosan tashqi magnit maydon yo‘nalishiga yo‘naladi. Shuning uchun $J(H)$ bog‘liqlik nochiziqli bo‘lib, natijada magnit to‘yinish kuzatiladi(11-rasm). Magnit momentining to‘yinish qiymati va paramagnetikning atomlari kontsentrasiyasi ma’lum bo‘lganda, ularning magnit momentini aniqlash mumkin. Paramagnetikning magnit qabul qiluvchanligi musbat va uning qiymati $10^{-5} \div 10^{-2}$ atrofida bo‘ladi. Demak paramagnetik uchun magnit singdiruvchanlik $\mu > 0$ bo‘ladi. Atom yoki ionlarda magnit momentning mavjudligi, elektronlar spin moment(spin paramagnetizm) va atom qobigida elektronlar harakati(orbital paramagnetizm) bilan bog‘liqdir. Ta’kidlash kerakki, atom yadrolari magnit momentlari yadroviy paramagnetizmga olib keladi.



11-rasm. Kuchli magnit maydonda joylashgan paramagnitda magnit momentning nochiziqliligi va to‘yinishi.

Bu effekt elektron paramagnetizmiga nisbatan kuchsiz hisoblanadi. Gap shundaki zarraning massasi qancha katta bo‘lsa, uning magnit momenti shuncha kichik bo‘ladi. Natijada atom, ion yoki molekulalarning summar magnit momentlari, ularning elektronlari magnit momentlari yig’indisidan iborat bo‘ladi. Ularning magnit momenti atom yadrosi magnit momentidan 1000 marta katta bo‘ladi. Atomning elektronli paramagnetizmining bir nechta mexanizmi mavjud. 9-rasmda eng muhim 3 ta mexanizmi uchun $\chi(T)$ bog‘liqlik keltirilgan.

1. *Lanjevan-Kyuri* mexanizmiga mos ravishda, $\chi \sim T^{-1}$ - *Kyuri* qonuni bo‘yicha o‘zgaradi.
2. Ba’zi metallar uchun $\chi \sim T$ bo‘ladi(*Pauli prinsipi*).
3. *Van-Flek paramagnetizmi* – ba’zi molekulalar uchun xarakterli bo‘lib $\chi(T) = \text{const}$ bo‘ladi.

Lanjevan - Kyuri mexanizmi. Atom va ionlarda xususiy magnit momentini, avvalambor to‘lmagan d - yoki f - elektron qobiqlarda kompensatsiyalanmagan elektronlarning spin momenti tashkil etadi. Masalan, o‘tish metallarda(1-jadval) magnit momentlarni atomlarning M - qobiqdagi $3d$ - elektronlari hosil qilishi mumkin. Soddalik uchun jadvalda faqat erkin elektronlar

qaraladi. Lekin oldingi mulohazalar konsentrasiyasi $n \sim 10^{23} m^{-3}$ bo‘lgan atomlarga tadbiq etilishi mumkin.

9 - jadvalda ko‘rinadiki, K va Sa atomlarida d – orbitada elektronlar mavjud emas. Cu va Zn atomlarida bu orbitalar to’liq bo‘ladi. Elektronlarning spin magnit momenti juftli kompensatsiyalanadi. Bu shuni bildiradi, K , Ca , Cu va Zn atomlari – paramagnit emasdir. 1-jadvalda keltirilgan boshqa atomlarda d - orbita to‘lmagan. $3d$ - elektronlarning taqsimot ehtimolligining aniq hisobi murakkab hisoblanadi. Lekin bu elektronlarning taqsimoti natijalari $Xund$ qoidalari orqali tushuntirilishi mumkin. $Xund$ qoidasi bo‘yicha, $3d$ - elektronlar magnit spinlari bo‘yicha joylashadi. Biror atom elektron qobiqlaridagi elektronlarga $Xund$ qoidalari qo‘llash atomda energetik sathlarning elektronlar bilan to‘ldirish xarakterini aniqlaydi. Asosiy holat uchun quyidagi talablar bajarilishi kerak.

1. To‘la spin S ning maksimal qiymati *Pauli printsipi* bilan mos kelishi kerak.
2. Harakat miqdorining orbital momenti L qiymati S ning qiymati bilan mos keladi.
3. Agar elektron qobiq yarmidan kam to‘lgan bo‘lsa, harakat miqdorining to‘la momenti $J = |L - S|$ teng bo‘lib, agar elektron qobiq yarmidan ko‘p to‘lgan bo‘lsa $J = |L + S|$ teng bo‘ladi. Agar qobiq yarmiga to‘lgan bo‘lsa, $L = 0$ va $J = S$ bo‘ladi.

d-orbitalli atomlarning elektron tuzilishi.

9-jadval.

		$K(n=1)$	$L(n=2)$		$M(n=3)$			$N(n=4)$	
Element	Atom nomeri	$1s$	$2s$	$2p$	$3s$	$3p$	$3d$	$4s$	$4p$
K	19	2	2	6	2	6		1	
Ca	20	2	2	6	2	6		2	

<i>Sc</i>	21	2	2	6	2	6	1	2	
<i>Ti</i>	22	2	2	6	2	6	2	2	
<i>V</i>	23	2	2	6	2	6	3	2	
<i>Cr</i>	24	2	2	6	2	6	5	1	
<i>Mn</i>	25	2	2	6	2	6	5	2	
<i>Fe</i>	26	2	2	6	2	6	6	2	
<i>Co</i>	27	2	2	6	2	6	7	2	
<i>Ni</i>	28	2	2	6	2	6	8	2	
<i>Cu</i>	29	2	2	6	2	6	10	1	
<i>Zn</i>	30	2	2	6	2	6	10	2	

Xundning 1-qoidasi asosida Pauli prinsipi va elektronlar o‘rtasida o‘zaro *Kulon* itarilish o‘zaro ta’sir yotadi. Bir vaqtda va bir joyda 2 ta bir yo‘nalishli spinga ega elektron mavjud bo‘la olmaydi. Shunday qilib, bir yo‘nalishli spinga ega elektron ajratilgan bo‘ladi. Ular orasidagi masofa qarshi yo‘nalishli spinga ega elektronlar orasidagi masofaga nisbatan ancha katta bo‘ladi. Bir yunalishli spinga ega elektronlarning *Kulon* o‘zaro ta’sir natijaviy energiyasi kamayadi. Shunday qilib, qarshi yo‘nalishli spinga ega elektronlarning o‘rtacha potentsial energiyasi bir yo‘nalishli spinga ega elektronlarnikidan ko‘p bo‘ladi.

Misol sifatida Mn^{2+} ionini qarash mumkin. Bu ionning $3d$ - qobigida 5 ta elektron mavjud bo‘ladi, demak qobiq yarmiga to‘lgan hisoblanadi. Agar elektronlar turli holatlarda bo‘lsa, ularning spinlari o‘zaro parallel bo‘lishi mumkin. Buning uchun $m_L = -2, -1, 0, 1, 2$ orbital kvant sonlar bilan xarakterlanuvchi va turli ruxsat

etilgan holatlar mavjud bo‘lishi kerak. Bu holatda to‘la spin $s=5/2$ bo‘ladi, chunki $\sum m_L = 0$ bo‘lib, L uchun yagona ehtimoiy qiymat $L=0$ bo‘lishi tajribada tasdiqlangan. 10-jadvalda 1-davr o‘tish metallarda spinlarining yo‘nalishi sxematik kursatilgan. $3d$ -elektronlar chegaraviy qiymati 10 teng bo‘lib, shuning uchun d – qobiqda 5 tagacha elektron spinlari bir xil bo‘lishi mumkin. Kvant-mexanik hisoblashlar ko‘rsatadiki, o‘tish metallari uchun d - qobiqda 5 ta elektronning spinlarining mos orientasiyasi eng kam energiya holatga mos keladi. Xrom uchun $3d^5 4s^1$ (hisoblanganidek $3d^4 4s^2$ emas) elektron konfigurasiya hosil bo‘ladi. Shuningdek mis uchun $3d^{10} 4s^1$ (hisoblanganidek $3d^9 4s^2$ emas) elektron konfigurasiya hosil bo‘ladi.

O‘tish metallarining orbitallari elektronlarining spinlari holati. Atomlarda Zd-elektronlar spinining parallel oriyentirovkasi saqlanishi mumkin. Har-bir holatda 2-elektron antiparallel yo‘nalgan.

10-jadval.

Element	3d					4s	Element	3d					4s
<i>K</i>						↑	<i>Co</i>	↑↓	↑↓	↑	↑	↑	↑↓
<i>Ca</i>						↑↓	<i>Ni</i>	↑↓	↑↓	↑↓	↑	↑	↑↓
<i>Sc</i>	↑					↑↓	<i>Cu</i>	↑↓	↑↓	↑↓	↑↓	↑↓	↑
<i>Ti</i>	↑	↑				↑↓	<i>Zn</i>	↑↓	↑↓	↑↓	↑↓	↑↓	↑↓
<i>V</i>	↑	↑	↑			↑↓	<i>Fe</i>	↑↓	↑	↑	↑	↑	
<i>Cr</i>	↑	↑	↑	↑	↑	↑	<i>Fe</i> ²⁺	↑↓	↑	↑	↑	↑	
<i>Mn</i>	↑	↑	↑	↑	↑	↑↓	<i>Fe</i> ³⁺	↑↓	↑	↑	↑	↑	
<i>Fe</i>	↑↓	↑	↑	↑	↑	↑↓							

Atomning magnit xossalari avvalambor elektron spinlari bilan asoslangani uchun, atomning kompensatsiyalanmagan spinlarining orientasiyasi, atom magnit momentini baholashga imkon beradi. Masalan titanning erkin atomi magnit momenti $2\mu_B$ teng bo‘ladi. Kobaltning erkin atomi esa $3\mu_B$ magnit momentiga teng.

3 - d metallarning ionlari o’zgaruvchan valentlik bilan xarakterlanadi. Bunga bog‘liq ravishda ular turli qiymatli magnit momentga ega bo‘lishadi. Bu factor turli maqsaddagi magnit materiallarning sintezida juda muhim hisoblanadi. Misol sifatida 10 - jadvalda Fe atomi bilan solishtirganda Fe^{2+} va Fe^{3+} temir ionlarning d - orbitalda spin momentlarning taqsimoti keltirilgan. Ko‘rinadiki 2 valentli temir atomi magnit momenti $4\mu_B$ teng bo‘ladi, bu vaqtda 3 valentli valentli temir atomi magnit momenti $5\mu_B$ teng bo‘ladi. Lekin 10-jadvalda keltirilgan model soddalashtirilgan bo‘lib, unda spin – orbital o‘zaro ta’sir hisobga olinmaydi. U holatni e’tiborga olib, Fe^{2+} temir atomi magnit momenti $5,4\mu_B$, Fe^{3+} temir atomi magnit momenti $5,9\mu_B$ teng bo‘ladi.

Nodir yer elementlari(NYE) atomlari va ionlari doimiy ravishda 3 valentli bo‘lib, f – kompensatsiyalanmagan spin momenti 0 teng bo‘ladi. Bunda NYE ionlari bir - biriga kimyoviy xossalari bo‘yicha yaqin bo‘ladi. Chunki ularning tashqi elektron qobiqlari bir - xil konfigurasiyasi $5s^25p^6$ bo‘ladi. Ta’kidlash kerakki, 3 valentli NYE ionlari radiusi qiymati bir guruhdan boshqa guruhga o‘tganda uzlusiz ravishda $1,11 \text{ \AA} \xrightarrow{0} 0,94 \text{ \AA}^0$ kamayadi. Bu hodisa *lantanoid siqilish* deyiladi. Buning natijasija 3 - valentli ionlarning kerakli radiusini tanlab, sezilarli miqyosda tarkibida NYE ionlari mavjud bo‘lgan kristallarning xossalarni boshqarish imkonini beradi.

NYE ionlarining magnit momenti qiymatlarini eksperimental aniqlash natijalarni 2 - jadval keltirilgan. Bu magnit momentlarning kasrli qiymatlari, spin-orbital o‘zaro ta’sirni hisobga olish natijasidir. NYE ionlarining magnit

xossalari juda qiziqarlidir. NYE boshlanadigan lantan *La* atomida $4f$ - qobiq bo'sh bo'lib, seriy *Se* atomida $4f$ - qobiqda 1 ta elektron mavjuddir. Keyinchalik $4f$ - elektronlarning soni uzlusiz ortadi(13 tagacha, ittriy). Lyutesiy *Lu* $4f$ - qobiq 14 ta elektron bilan to'ladi(11 - jadval). *La*³⁺ va *Lu*³⁺ ionlari – diamagnitlardir. Qolgan NYE ionlari – paramagnitlardir. O'tish $3d$ - metallardan farqli ravishda, $4f$ – elektronlarning spin magnit momentlari, NEE atomlari ichki elektron qobiqda chegaralangan($r \sim 0,3 \text{ \AA}^0$). Shuning uchun texnikada qo'llaniladigan NYE asosida sintezlangan ferrimagnit materiallar yuqori elektromagnit samaradorlikka ega bo'ladi. Buning sababi tashqi elektromagnit maydondagi ferritlarda paydo bo'ladigan aktiv magnit sistemachalarning issiqlik fononlari bilan aloqasi kuchsiz bo'ladi.

Lantanoidlar uchun Bor magnetoni sonining eksperimental aniqlangan qiymatlari.

11-jadval.

NY ioni	<i>La</i> ⁺³	<i>Ce</i> ⁺³	<i>Pr</i> ⁺³	<i>Nd</i> ⁺³	<i>Pm</i> ⁺³	<i>Sm</i> ⁺³	<i>Eu</i> ⁺³	<i>Gd</i> ⁺³
Moment μ , μ_B	0	2.4	3.5	3.5	-	1.5	3.4	8.0
NY ioni	<i>Tb</i> ⁺³	<i>Dy</i> ⁺³	<i>Ho</i> ⁺¹	<i>Er</i> ⁺³	<i>Tm</i> ⁺³	<i>Yb</i> ⁺³	<i>Lu</i> ⁺³	-
Moment μ , μ_B	9.5	10.6	10.4	9.5	7.3	4.5	0	-

Paramagnitlarning magnit qabul qiluvchanligi qiymati turlicha bo'lishi mumkin. Elektron gaz paramagnetizmi(*Pauli mexanizmi*) uning diamagnetizmi(*Landau mexanizmi*)dan ustun bo'ladi($\chi = 10^{-5}$). Misol uchun natriy uchun $\chi = 16 \cdot 10^{-6}$, bariy uchun $\chi = 20 \cdot 10^{-6}$ esa teng bo'ladi.

d - va f - qobiqlari to'limgan metallar uchun paramagnit qabul qiluvchanlik

$\chi = 10^{-4} \div 10^{-3}$ qiymatga erishishi mumkin. Masalan metall titanda $\chi = 160 \cdot 10^{-6}$ va uranda esa $\chi = 4 \cdot 10^{-4}$ teng bo'ladi . d - va f - qobiqlari to'limgan metallar

asosidagi kimyoviy birikmalarda paramagnit qabul qiluvchanlik noodatiy katta bo‘ladi. Bu qiymat $\chi = 10^{-2} \div 1$ teng hisoblanadi. Masalan FeS uchun: $\chi = 10^{-3}$, $MnCl_2$ uchun: $\chi = 1.4 \cdot 10^{-2}$ va $SoCl$ kristali uchun: $\chi = 1.2 \cdot 10^{-1}$ teng boladi.

Modda paramagnit qabul qiluvchanlik qiymatining temperaturaga bog‘liqligi. Paramagnit qabul qiluvchanlik qiymatining temperaturaga bog‘liqligi(9-rasm) *Lanjevan* klassik nazariyasi orqali yaxshi ifodalangan. Metallarning paramagnit qabul qiluvchanligi ushbu formula bilan aniqlanadi.

$$\chi = \frac{Nm_a^2}{3kT} \quad (2.13)$$

Bunda N - 1 mol moddaning atomlar soni, m_a - atomning magnit momenti. Bu formula yuqori temperaturali va kuchsiz magnit maydonda joylashgan, o‘zaro ta’sirlashmaydigan atomlar sistemasi uchun statistik metod orqali aniqlanadi. Ya’ni $m_a H \langle kT \rangle$ bo‘ladi.

Shunday qilib, temperatura ko‘tarilishi bilan $H=const$ bo‘lgan maydonda, zarrani oriyentsizlantiruvchi issiqlik harakati ortadi. Shuningdek paramagnit qabul qiluvchanlik qiymati kamayadi. Qoidaga ko‘ra $\chi = KT^{-1}$ bo‘lib, bunda K - Kyuri koeffisienti. O‘zaro ta’sirlashmaydigan elektr dipollar sistemasining dielektrik qabul qiluvchanlikning temperaturaga bog‘liqligi ham $\chi \sim T^{-1}$ bo‘ladi. Ta’kidlash kerakki metallarning elektr o‘tkazuvchanligi $\sigma \sim T^{-1}$ qonun bo‘yicha ifodalangan. Natijada elektronlarning elektr o‘tkazuvchanligi kamayadi. Bu 3 ta holatda moddaning elektr va magnit parametrlarining temperaturaviy bog‘liqligi, temperatura ortishi bilan issiqlik tebranish - *fonon* intensivligining ortishi hisoblanadi. Fononlar magnit va dielektrik dipollarning tartibsizlanishiga olib keladi. Shuningdek elektronlarning dreyf qo‘zg’aluvchanligini pasaytiradi.

Kyuri qonuni nisbatan kuchsiz maydonlarda bajariladi. 11 - rasmda ko‘rsatilganidek kuchli magnit maydonda yoki past temperaturada $m_a H \rangle kT$

paramagnit dielektriklarning magnitlanganligi nochiziqli ravishda Nm_a qiymatga intiladi. Bunda to'yinish sodir bo'ladi, chunki hamma atomlarning magnit momentlari bir yo'naliishga orientasiyalanadi. Kyuri qonunidan chetlanish xususan ferromagnit va segnetoelektriklarning fazaviy o'tishidan yuqori nuqtalari (χ va γ uchun) uchun *Kyuri-Veys* qonuni shakllanadi. Bu holat elektr va magnit dipollarning o'zaro ta'siri bilan bog'liq.

Ionlari asosiy holatda magnit momentga ega bo'lмаган ximiyaviy birikmalar ham paramagnetik bo'lishi mumkin. Bunda paramagnetik magnit momentga ega bo'lgan va qo'zgalgan holatlli kvant-mexanik tuzatmalar bilan bog'liq (*Van-Fleck paramagnetizmi*). Bu holatda χ kattalik temperatura bilan bog'liq emas (elektron gazi paramagnetizmi kabi). Paramagnetizmni eksperimental tadqiq qilish, asosan *elektron paramagnit rezonans* metodi orqali amalga oshiriladi. Bu keng tarqalgan metod ion, atom va molekulalar magnit momentlarini aniqlashga imkon beradi. Shuningdek qo'llaniladigan materiallarning nozik strukturaviy tahlili amalga oshiriladi. Ta'kidlash kerakki paramagni moddalardan texnikada o'ta past temperaturani hosil qilish ya'ni paramagnet sovutishda foydalaniladi.

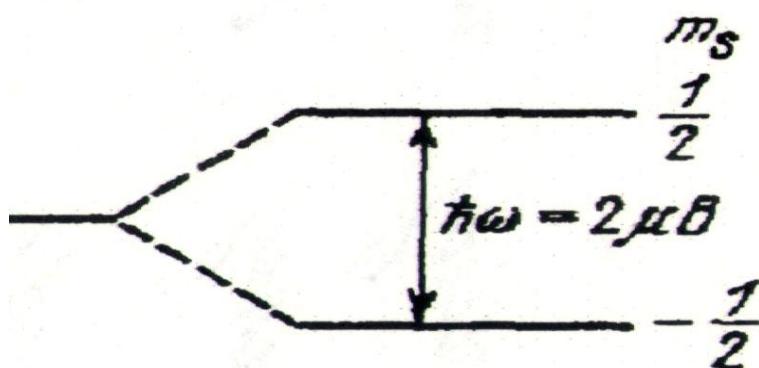
Metallarning paramagnetizmi. Metallarning qabul qiluvchanligi elektron magnit momenti μ_B bog'liq bo'lgani uchun va metallarda o'tkazuvchanlik elektronlari e'tiborga olinsa, bu bog'liqlik Kyuri qonuniga bo'ysunadi:

$$\chi = \frac{N\mu_B^2}{kT} \quad (2.14)$$

Bunda N - metallarda elektronlar konsentratsiyasi ($\sim 10^{23} m^{-3}$). Lekin eksperimental tadqiqotlar ko'rsatadiki, aslida normal ferromagnit bo'lмаган metallarning qabul qiluvchanligi temperaturaga bog'liq emas. Uning qiymati Lanjeven formulasidan kelib chiqadigan qiymatning 1% tashkil etadi. O'tkazuvchanlik elektronlari kuchsiz paramagnetizmi oqibatida, ko'pgina metallarda diamagnetizm xossasi, paramagnetizm xossasidan ustun bo'ladi. Pauli ko'rsatadiki, metallarda erkin elektronlarning kuchsiz paramagnetizmini tushuntirish uchun to'g'ri natijalarni kvant nazariya beradi. Bu kvant nazariya bo'yicha

elektronlar metalda Fermi - Dirak statistikasiga bo'ysunadi. Bo'sh fazoda atomning magnit momenti ushbu formula bilan ifodalanadi: $\mu = \gamma \hbar J = g \mu_B J$. Bunda $\hbar J = \hbar L + \hbar S$ - to'liq harakat miqdori momenti, $\hbar L$ -orbital harakat miqdori momenti, $\hbar S$ - spin harakat miqdori momenti. Bor magnetoni $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e}$ kabi aniqlanadi va uning qiymati erkin elektronning spin momentiga deyarli teng bo'ladi. γ - kattalik magnit momentning mexanik momentga nisbati bilan aniqlanib, u *magnitomexanik nisbat* yoki *giromagnit nisbat* deyiladi.

Elektronlar sistemasi uchun g qiymati $g\mu_B = -\gamma\hbar$ formula bo'yicha aniqlanadi va g - faktor yoki spektroskopik bo'linish faktori deb ataladi. Bu qiymat sistema magnit momentining (μ_B birliklarida), sistema harakat miqdori (\hbar birliklarida)ga nisbati bilan aniqlanadi. Elektron spin uchun $g \approx 2$ teng bo'ladi. Magnit maydonida erkin elektron spinining energetik sathlari (orbital magnit moment mavjud bo'lмагanda) $\delta E = \pm \mu_B H$ qiymatga bo'linadi (12-rasm). Magnit maydon B yo'nalishi z o'qining musbat yo'nalishiga mos keladi. Shuning uchun: $\mu = -g\mu_B S$ bo'lib, past energetik holatda magnit moment yo'nalishi magnit maydon yo'nalishiga parallel hisoblanadi.



12 - rasm. Spin harakat miqdori hisobga olingan holda bitta elektron uchun energetik sathning bo'linib ketish sxemasi.

Kristall ichki magnit maydoni tashqi magnit maydon kabi sathlar bo'linishiga olib keladi. Bunda $3d$ - element birikmalari (oksid, tuz va h.k.) tabiatidagi $4f$ - element birikmalari (NYE) tabiatidan farq qiladi. Oxirgi $4f$ - orbitallar $5s$ - va $5p$ - orbital

«panasi»da ostida yotadi va elektr ta'sirdan himoyalangan. Bunga qarshi o'laroq, $3d$ - elementlarning kimyoviy birikmalarda kristalning ichki maydoni tomonidan $4d$ - orbita elektronlariga kuchli ta'sir beradi. Bu maydonda bo'linish orbital magnit momentda ulush kamaytirishi mumkin. Spin – orbital o'zaro ta'sirda spin moment, o'sha yo'nalishda orbital momentni kuchaytirishi mumkin. Bunda to'la moment spin momentdan katta bo'ladi ($g > 2$ bo'ladi). Tajribalar ko'rsatadiki, $3d$ -qobiq yarmidan ko'p to'lsa, bu holat amalgaga oshiriladi. Agar $3d$ - qobiq yarmidan kam to'lsa $g < 2$, $3d$ - qobiqning yarmi to'lsa $g = 2$ bo'ladi. O'tkazuvchanlik elektronlarining kuchsiz paramagnetizmga asoslangan qabul qiluvchanlikning temperaturaviy doimiyligini tushuntirish uchun, Fermi -Dirak statistikasiga murojaat qilish kerak. Metallarda elektronlar holati ushbu statistika bo'yicha tushuntiriladi.

§2.4. Magnit maydonda joylashtirilgan paramagnitlar xossalari.

Kuchsiz magnit maydonda paramagnetikning xossalari. Lanjeven (1905 yil) paramagnit moddalarni bir-biri bilan o'zaro ta'sirlashmaydigan ma'lum magnit momentlari μ_0 teng bo'lган magnit strelkalar to'plami sifatida qaradi. Tashqi magnit maydonning magnit moment μ_0 bilan o'zaro ta'sir energiyasi:

$$\varepsilon = -\mu_0 H \cdot \cos \theta \quad (2.15)$$

Magnit momentlarning tashqi magnit maydon bilan o'zaro ta'siriga nisbatan Lanjevan qarashlari klassik hisoblanadi. Shuning uchun uning modeli bo'yicha magnit moment hamma yo'nalishlarga ega bo'lishi mumkin. θ burchak qiymati $\theta = 0 \div \pi$ oraliqda bo'ladi. Chunki o'zaro ta'sir energiyasi magnit moment yo'nalishiga bog'liq hamma koordinatalar bo'yicha integrallash a malga oshirish mumkin (θ burchakdan tashqari). Magnit moment yo'nalishiga bog'liq bo'lган, statistik integralning qolgan qismi:

$$O(T, H) = \int_0^\pi e^{\mu_0 H \cdot \cos \theta / kT} \cdot 2\pi \theta \cdot d\theta \quad (2.16)$$

Integrallashdan so‘ng:

$$O(T, H) = 4\pi \frac{kT}{\mu_0 H} \frac{e^{\mu_0 H/kT} - e^{-\mu_0 H/kT}}{2} = 4\pi \frac{kT}{\mu_0 H} \cdot sh\left(\frac{\mu_0 H}{kT}\right) \quad (2.17)$$

Birlik hajmda magnit momenti:

$$I = \frac{N}{V} kT \frac{\partial}{\partial H} \ln[O(T, H)] = \frac{N}{V} \mu_0 [cth\left(\frac{\mu_0 H}{kT}\right) - \frac{kT}{\mu_0 H}] \quad (2.18)$$

L funksiya - Lanjevan funksiyasi deyiladi.

$$L\left(\frac{\mu_0 H}{kT}\right) = cth\left(\frac{\mu_0 H}{kT}\right) - \frac{kT}{\mu_0 H} \quad (2.19)$$

Magnit momentning tashqi maydon bilan o‘zaro ta’sir energiyasi, issiqlik harakat energiyasiga nisbatan hisobga olmaslik darajada kichik bo‘lgan holda, tashqi maydon – kuchsiz maydon hisoblanadi. Bu nisbat - Lanjevan funksiyasi argumenti: $\chi = \frac{\mu_0 H}{kT} \ll 1$. Bu holatda Lanjevan funksiyasini qatorga yoyish mumkin.

$$L(x) = cth(x) - \frac{1}{x} = \frac{1}{x} + \frac{x}{3} - \frac{x^3}{45} + \dots - \frac{1}{x} + \frac{x}{3} \quad (2.20)$$

Ushbu qatorni (4.4) formulaga quyib:

$$I = \frac{N}{V} \mu_0 \frac{\mu_0 H}{3kT} \quad (2.21)$$

Bunda magnit qabul qiluvchanlik:

$$\chi = \frac{I}{H} = \frac{N}{V} \frac{\mu_0^2 H}{3kT} \quad (2.22)$$

(2.22) formula 1895 yilda Kyuri tomonidan kashf etilgan bo‘lib, eksperimental qonunni ifodalaydi. Eksperiment natijalari bilan solishtirganda e’tiborga olish kerakki, bunda atomlarning doimiy magnit momentlari orientasiyasi orqali hosil bo‘lgan magnit qabul qiluvchanlik qaraladi. Sezilarli kichik bo‘lgan induksiyalangan magnit moment hisobga olinmaydi. (4.8.) formulada kvant hodisa e’tiborga olingandagi o‘zgarish qaraladi. Bu holda atomning magnit momenti $\mu_0 = g\sqrt{J(J+1)}\mu_B$ bo‘lib, bunda:

$$g = 1 + \frac{S(S+1) + J(J+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \quad (2.23)$$

Ko‘rinadiki kvant formula (2.23) klassik formulaga o‘xhash ko‘rinishni oladi. Albatta unga kiruvchi $\frac{1}{3}$ koeffisient qiymati o‘zgarishi mumkin. Lekin kelib chiqadiki, aniq kvantomexanik xulosada ushbu koeffisient qiymati saqlanadi. (4.8.) formulaga μ_0 qiymat quyilganda quyidagi o‘rinli bo‘ladi:

$$\chi = \frac{N}{V} \frac{J(J+1)g^2\mu_B^2}{3kT} \quad (2.24)$$

Eksperiment bilan solishtirish. (2.24) formulani magnit xarakteristikalarini hisoblash uchun qo‘llash to‘g’ri bo‘lishi mumkin. Lekin solishtiriladigan ob’ektlar soni ko‘p emas, chunki ko‘pchilik gazlar ko‘p atomli hisoblanadi. Bir atomlilar - metall bug’lari va inert gazlardir. Inert gazlar atomlarining magnit momentlari 0 teng, ko‘pgina metall bug’lari bosimi, faqat yuqori temperaturada sezilarli qiymatga ega bo‘ladi. Shunday qilib, kuzatish mumkin bo‘lgan ob’ektlar-bir qator metall bug’lari hisoblanadi. Masalan, kaliy uchun $600 \div 700$ °S temperaturada, bug’ bosimi $0.4 \div 400$ mm. s.ust. tashkil etadi. Bunday past bosimda magnit qabul qiluvchanlikni hisoblash qiyin bo‘lsada, bu tajribalar o‘tkazilgan. Natijada kelib chiqadiki, magnit qabul qiluvchanlik Kyuri qonuniga bo‘ysunadi va uning qiymati $\chi_a = \frac{0.38}{T}$ ifodadan aniqlanadi. Kaliy atomining asosiy energetik termi - $2^2S_{1/2}$ bo‘ladi. Bunga mos ravishda (2.24) formulaning ko‘rinishi:

$$\chi_a = \frac{N\mu_B^2}{kT} = \frac{0.372}{T} \quad (2.25)$$

Shunday qilib, bunda o‘lchash natijalari bilan mos keladigan hisoblash natijalarni olish mumkin. Bunday moslik boshqa metallarni tadqiq qilishda ham kuzatiladi.

Dorfman(1924) va Xund(1925) e’tibor berishdiki, NYElari atomlari elektron qobiqlari tuzilishidan kelib chiqib, ularning ba’zi tuzlari magnit momentlarning

ideal gaz uchun magnit qabul qiluvchanlik nazariyasi bilan solishtirish uchun mos ob'ekt hisoblanadi. Bu ushbu holat bilan tushuntiriladi. NYElarida $4f$ - qobiqning tuzilishi sodir bo'ladi. NYElarining 3 valentli ionlarida magnit moment to'ldirilmagan f - qobiqning xossalari bilan aniqlanadi. Masalan $\text{Pr}_2(\text{SO}_4)_3 \cdot 8\text{H}_2\text{O}$ kabi birikmalarning magnit xossalari prazeodimning 3 valentli ionlari magnit momenti bilan aniqlanadi. $4f$ - qobiqqa mos magnit moment, prazeodimning ionlari $5s$ - va $5p$ - qobiqlarini to'ldirgan ko'shni atomlari ta'siridan ekranlashgan. Boshqa tomondan prazeodimning ionlari o'zaro ta'siri katta emas, chunki uning ionlari orasidagi masofa katta hisoblanadi.

Shunday qilib, NYElari tuzlarining magnit xossalari magnit strelkalar gazining xossalari kabi bo'ladi. Albatta eksperimentga nazariya bilan solishtirishda, magnit momentning kvant tabiatini e'tiborga olish kerak va tajriba natijalarni (2.25) - formula bilan solishtirish kerak. (2.25) - formulaga kiruvchi kattaliklarni aniqlash uchun, ionlar holatining asosiy termini bilish kerak(12 – jadval). Asosiy holat to'g'risida ma'lumotlar NYElarining mos spektrlaridan olingan.

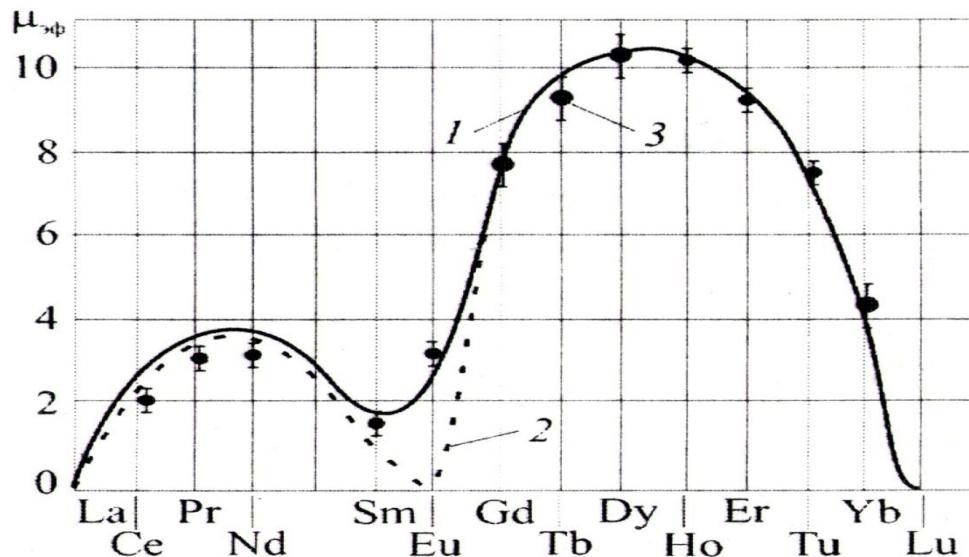
NYElarining 3 valentli asosiy holatlarining kvant xarakteristikalari haqida ma'lumot va ionning effektiv momenti(μ_B birlikda)ni aniqlash natijalari keltirilgan.

12 – jadval.

Ion	4f-elektron soni	Asosiy holat termi	S	L	J	g	μ_0 / μ_B 2.24-formula bo'yicha	μ_0 / μ_B 2.25-formula bo'yicha	μ_0 / μ_B eksperiment bo'yicha
La^{3+}	0.	$^1\text{S}_0$	0	0	0	-	0	0	0
Ce^{3+}	1.	$^2\text{F}_{5/2}$	$\frac{1}{2}$	3	$5/2$	$6/7$	2,54	2,56	2,4
Pr^{3+}	2.	$^3\text{H}_4$	1	5	4	$4/5$	3,58	3,62	3,5

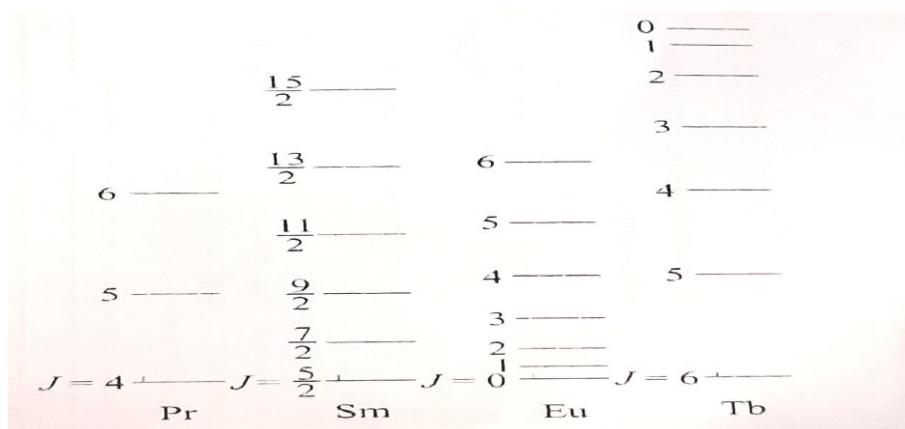
Nd^{3+}	3.	$^4J_{9/2}$	3/2	6	9/2	8.11	3,62	3,68	3,5
Pm^{3+}	4.	5J_4	2	6	4	3/5	2,68	2,83	-
Sm^{3+}	5.	$^6H_{5/2}$	5/2	5	5/2	2/7	0,84	1,6	1,5
Eu^{3+}	6.	7F_0	3	3	0	-	0	3,45	3,6
Gd^{3+}	7.	$^8S_{7/2}$	7/2	0	7/2	-2	7,94	7,94	8,0
Tb^{3+}	8.	7F_6	3	3	6	3/2	9,72	9,7	9,5
Dy^{3+}	9.	$^6H_{15/2}$	5/2	5	15/2	4/3	10,65	10,6	10,7
Ho^{3+}	10.	5J_8	2	6	8	5/4	10,61	10,6	10,3
Er^{3+}	11.	$^4J_{15/2}$	3/2	6	15/2	6/5	9,58	9,6	9,5
Tu^{3+}	12.	3H_6	1	5	6	7/6	7,56	7,6	7,3
Yb^{3+}	13.	$^7F_{7/2}$	½	3	7/2	8/7	4,54	4,5	4,5
Lu^{3+}	14.	1S_0	0	0	0	-	0	0	0

Eksperimental ma'lumotlar va Xund tomonidan taklif etilgan (2.25) - formula bo'yicha hisoblash natijalari 13 - rasmida keltirilgan. Jadval va grafikdan ko'rinadiki, (2.25) - formula eksperiment natijalarini yaxshi namoyon qiladi.



13 – rasm. NYElari ionlarining effektiv magnit momenti. 1 - Xund nazariyasi bo‘yicha; 2- Van - Flek nazariyasi bo‘yicha; 3- eksperiment natijalari bo‘yicha.

Lekin ikki holda (Sm^{3+} va Eu^{3+}) katta farq mavjud. Bunday farqning mavjudligi sababini 14 - rasmida ko‘rish mumkin. Bu rasmida Pr , Eu , Sm va Tb ionlarning sathlari sxemasi namoyish qilingan.



14 - rasm. NYElarining bir qator ionlarining energetik sathlari sxemasi.

(2.25) - formulani keltirib chiqarishda hisoblandiki, ushbu elementning barcha ionlari o‘zining eng past energetik holatida joylashadi va shunga asosan magnit momentning kattaligi hisoblangan. Lekin bunday taxmin faqat $T=0\text{ K}$ temperaturada o‘rinli bo‘ladi. $T \neq 0\text{ K}$ temperaturada atomlarning bir qismi qo‘zgalgan energetik holatda bo‘ladi. Bunday holatning sodir bo‘lish ehtimolligi Bolsman formulasi orqali aniqlanib, $e^{-\varepsilon_j/(kT)}$ ifodaga proporsional bo‘ladi. Bunda ε_j - qo‘zg‘algan va normal holatlar farqi. 14 - rasmida ko‘rinadiki, prazeodim va

terbiy ionlari uchun 1 - qo'zg'algan va normal holatlar farqi shunchalik kattaki, qo'zg'algan holatlar sodir bo'lish ehtimolligi juda kichik bo'ladi. Samariy va evropiy elementlari atomlari uchun xona temperaturasida qo'zgalgan holatlarn sodir bo'lish ehtimmolligi uncha kichik emas hisoblanadi.

Qo'zg'algan holatlar sodir bo'lish ehtimolligi hisobga olingan holda magnit qabul qiluvchanlik hisoblash V. Flek tomonidan amalga oshirilgan. U tomonidan taklif etilgan formula ko'rinishi:

$$\chi_p = \frac{N}{V} \frac{\sum_j \left\{ g_j^2 \mu_B^2 J(J+1) / 3kT + b_j \right\} (2J+1) e^{-\varepsilon_j/(kT)}}{\sum_j (2J+1) e^{-\varepsilon_j/(kT)}} \quad (2.26)$$

Agar b_j - had e'tiborga olinmasa, 4.10-formuladan(*V. Flek formulasi*), *Xund*(4.9-formula) formulasi, ya'ni qo'zg'algan holatlar sodir bo'lish ehtimolligini hisobga oluvchi holatlar bo'yicha summasi kelib chiqadi.

O'tish elementlari ionlarining magnit xossalari. NYElaridan (*La*, z=57 dan *Lu*, z=71 gacha) tashqari, kimyoviy elementlar davriy sistemasida elementlarning yana 4 guruhi mavjudki, ularda elektron qobiqlari ichki qatlamining to'limgan holati sodir bo'ladi:

1. Temir guruhi - *Sc*(z=21) dan *Ni*(z=28) gacha - 3d - qobiq to'ladi.
2. Palladiy guruhi - *Y*(z=39) dan *Pd*(z=46) gacha - 4d - qobiq to'ladi.
3. Platina guruhi - *Y*(z=71) dan *Pt*(z=78) gacha - 5d - qobiq to'ladi.
4. Aktinidlar guruhi - *Ra*(z=88) dan *Md*(z=101) gacha - oldin 6d - qobiq to'la boshlaydi. *Th*(z=90)da 2 ta 6d-qobiq elektroni *Pa*(z=91) dan 5f - qobiq to'la boshlaydi va NYElarining tipik strukturasi hosil bo'ladi.

O'tish elementlari sifatida temir, palladiy va platina guruhi hisoblanadi. Ularda d - qobiqning to'lishi amalga oshadi. O'z ichiga o'tish elementlari ionlarini oluvchi tuzlarning magnit xossalari, to'limgan d - qobiq elementlari magnit momentlari orqali aniqlanishi kerak. Ular *Xund*(2.25 - formula) va *V. Flek*(2.26 - formula) formulalar bilan aniqlanadi. Agar ionning asosiy holati *S* - holat(orbital

moment 0 teng) bo‘lganda, ushbu 2 ta formula tajriba natijalari bilan mos keladi. Steker ko‘rsatdiki, agar magnit maydonida elektron qobiqlar spini yo‘nalishi o‘zgarib, orbital magnit moment yo‘nalishi esa o‘zgarmasa, hisoblangan qiymatlar tajriba bilan mos keladi. U tomonidan taklif etilgan formula ko‘rinishi:

$$\chi_p = \frac{N}{V} \frac{4S(S+1)\mu_B^2}{3kT} \quad (2.27)$$

Mos ravishda effektiv magnit moment $\mu_0 = 2\sqrt{S(S+1)}\mu_B$. 13 - jadvalda temir guruhi ionlarning elektron holatlari xarakteristikalari, $\frac{\mu_0}{\mu_B}$ nisbatning eksperimental va nazariy qiymatlari keltirilgan. Jadvaldan ko‘rinadiki 2.27 - formula o‘tish elektronlari uchun eksperimental natijalarni to‘g‘ri ifodalaydi va ularda orbital moment yo‘nalishi o‘zgarmagan.

Temir guruhi ionlarning elektron holatlari xarakteristikalari.

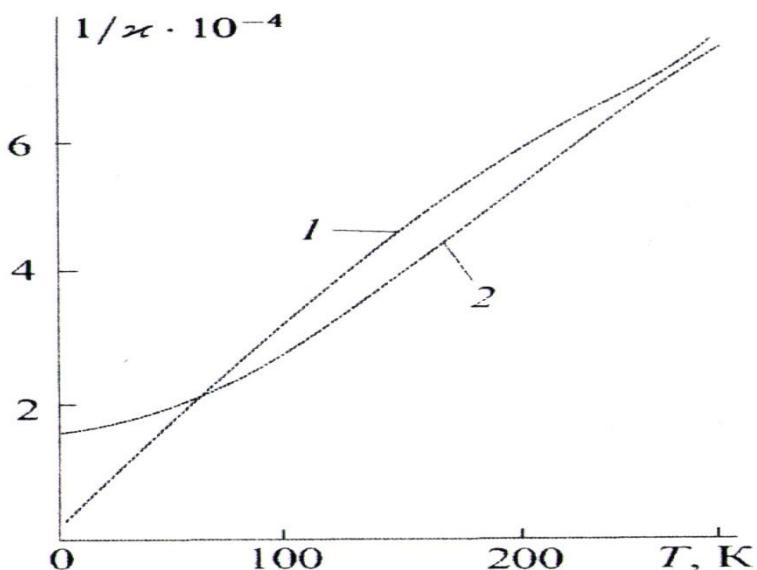
13 – jadval.

Ion	3d-elektron soni	Asosiy xolat termi	S	L	J	g	μ_0 / μ_B			
							2.24-formula bo‘yicha	2.25-formula bo‘yicha	4.11-formula bo‘yicha	eksperiment bo‘yicha
Ti^{3+}	2	3F_2	1	3	2	2/3	1.63	3.36	2.83	2.8
Cr^{3+}	3	${}^4F_{3/2}$	3/2	3	3/2	2/5	0.77	2.97	3.87	3.8
Mn^{3+}	4	5D_0	2	2	0	-	0.00	3.80	4.90	4.80
Fe^{3+}	5	${}^6S_{5/2}$	5/2	0	5/2	2	5.92	5.92	5.92	5.94
Fe^{2+}	6	5D_4	2	2	4	3/2	6.70	6.54	4.90	5.33

Orbital moment yo‘nalishining o’zgarmasligi holati qattiq jismning kristall panjarasining qo‘sni ionlari elektr maydoni ta’sirida hosil bo‘ladi. Elektron trayektoriya ba’zi yo‘nalishlari va o‘z navbatida m_l ning ba’zi qiymatlari foydaliroq bo‘ladi. Bu hodisa *Shtarkning kristall effekti* deyiladi. Spin - orbital o‘zaro ta’sir spinlarning qandaydir tartiblanishini yuzaga keltiradi, lekin bu o‘zaro ta’sirning kichikligi uchun spinlarning tartiblanishi effekti $T=1\text{ K}$ dan past temperaturada o‘rinli bo‘ladi. O‘tish elementlari ionlarida to‘lmagan d - qobiq tashqarida joylashadi, shuning uchun ular holida panjara maydoni ta’siri kichik bo‘ladi. Agar panjara maydoni ta’siri katta bo‘lmasa, temperaturaning etarlicha keng intervalida magnit qabul qiluvchanlik ushbu empirik formula bilan ifodalanadi:

$$\chi = \frac{C}{T - \Theta} \quad (2.28)$$

(2.28) ifoda birinchi marta Veys tomonidan, elementar magnit o‘zaro ta’sirni qarash va molekulyar magnit maydon tushunchasini kiritish orqali olingan. Shuning uchun u *Kyuri – Veys qonuni* deyiladi. Lekin hozirgi vaqtda bu ifodani faqat empirik interpolyasion formula sifatida qarash kerak. 15 - rasmdan ko‘rinadiki, $\frac{1}{\chi}(T)$ bog’liqlik ko‘rinishi bir qator temperatura intervalida saqlanadi. Kyuri – Veys qonunida C doimiy musbat shorali bo‘lishi mumkin.



15-rasm. $Nd_2(SO_4)_3 \cdot 8HO_2$ (1) va $Pr_2(SO_4)_3 \cdot 8HO_2$ (2) tuzlarning magnit qabul qiluvchanligining temperaturaviy bog'liqligi.

Kyuri qonunidan chetlashishning 4 ta asosiy sababini keltirish mumkin:

1. kT energiya qiymati bilan bir tartibda bo'lgan multiplet interval holatida Kyuri doimiysi temperaturaga bog'liq ravishda o'zgaradi va magnit qabul qiluvchanlik *V. Flik* formulasi bilan aniqlanadi.
2. Ichki kristall *Shtark* effekti.
3. Bir qator holatlarda ferromagnetizm hodisasiga olib keluvchi elektronlarning almashuv o'zaro ta'siri.
4. Atomlar magnit momentlarining magnit o'zaro ta'siri.

Bir qator paramagnit molekulalar. Molekulalar tashkil etishda, ko'pchilik birikmalarda valent elektronlar, magnit momenti 0 teng bo'lgan yopiq sistema hosil qilishadi. Ko'rindaniki, agar valent elektronlarning umumiyligi soni toq bo'lsa, summar magnit 0 teng bo'lmaydi. Haqiqatda shunday hamma molekulalarda doimiy magnit moment kuzatilgan. Bunday tashqari juft sonli elektronli molekulalar (masalan O_2) uchun umumiyligi qoidadan mustasno holatlar kuzatilgan.

Gomeopolyar aloqali 2 atomli molekulalardan tashkil topgan bir qator gazlarning magnit xossalarni qarash mumkin. Bunday molekulalarda simmetriya

o‘qi, atomlar yadrolarini birlashtiruvchi liniya hisoblanadi va elektronlarning impuls momentlari ushbu o‘qqa nisbatan aniqlanadi. Impuls momenti ham atom orbital momenti kabi kvantlashadi. Formal ravishda murakkab atomlarning vektor modeli bo‘yicha hamma tasavvurni molekulalarga ko‘chirish mumkin. Farqlash uchun molekulalar termida lotincha harflarning bosma ko‘rinishi yunoncha harflarning bosma ko‘rinishidan foydalanishga o‘tish mumkin. ($R \rightarrow P$, $D \rightarrow \Delta$ va h.k.).

Kislород molekulasi 8 ta valent elektronga ega. Uning umumiy orbital momenti 0 teng. 6 ta elektron spinlar juft holatda qarama - qarshi yo‘nalgan, 2 tasi esa parallel yo‘nalgan bo‘ladi. Shunday qilib O_2 molekulasi magnit momenti $2\mu_B$ bo‘lib, kislорodning magnit qabul qiluvchanligi:

$$\chi = \frac{8N\mu_B^2}{3kT} = \frac{0.993}{T} \quad (2.29)$$

$T=20$ °S temperaturada magnit qabul qiluvchanlikning nazariy qiymati $\chi_i = 3.39 \cdot 10^{-3}$ teng. Eksperiment natijalari bu qiymatlarni tasdiqlaydi. Gazsimon O_2 magnit qabul qiluvchanligi qiymati Kyuri qonuniga qat’iy bo‘ysunsa, suyuq O_2 magnit qabul qiluvchanligi qiymati Kyuri - Veys qonuniga bo‘ysunadi.

Kuchli magnit maydonda joylashtirilgan paramagnetiklar xossalari. Hozirgacha kuchsiz maydonlar holati qaraldi. Endi har qanday maydonlar holida magnit qabul qiluvchanlik formulasi uchun kvantomexanik xulosaga to’xtaladi. Xulosa oddiyligi uchun S holatda bo‘lgan, lekin spin magnit momentga ega atomlar qaraladi. Bunday atom sifatida gadoliniy ionii xizmat qilishi mumkin. Uning asosiy holatining termi - ${}^{2S+1}S_S$ bo‘lib, magnit kvant esa $S = -S, -S+1, \dots, S-1, S$ bo‘ladi. Magnit maydonida energiya $2m\mu_B H$ bo‘lib, bunday statistik summaning orientasion qismi:

$$O(T, H) = \sum_{m=-S}^{m=S} e^{2m\mu_B H / kT} \quad (2.30)$$

Ushbu summasini beradi

$$O(T, H) = \frac{e^{(2S+1)\mu_B H / kT} - e^{-(2S+1)\mu_B H / kT}}{e^{\mu_B H / kT} - e^{-\mu_B H / kT}} = \frac{\operatorname{sh}\{(2S+1)\mu_B H / kT\}}{\operatorname{sh}\{\mu_B H / kT\}} \quad (2.31)$$

Bundan:

$$\frac{\bar{\mu}}{\mu_B} = \frac{kT}{\mu_B H} \frac{\partial}{\partial H} [\ln O(T, H)] = (2S+1) \operatorname{cth} \left\{ \frac{(2S+1)\mu_B H}{kT} \right\} - \operatorname{cth} \frac{\mu_B H}{kT} \quad (2.32)$$

Kuchsiz va kuchli maydon sohalarini ketma - ket qaraladi. Kuchsiz maydon holida $\frac{(2S+1)\mu_B H}{kT} \ll 1$ bo'ladi. $\operatorname{cth}(x) = \frac{1}{x} + \frac{x}{3} + \dots$ yoyishdan foydalanib ma'lum natija olinadi:

$$\frac{\bar{\mu}}{\mu_B} = \frac{(2S+1)^2 \mu_B H}{kT} - \frac{\mu_B H}{kT} = \frac{4S(2S+1)\mu_B^2}{3kT} \quad (2.33)$$

Kuchli maydonlar holida $\frac{(2S+1)\mu_B H}{kT} \gg 1$, $\operatorname{cth}(x \rightarrow \infty) = 1$ dan foydalanib:

$$\frac{\bar{\mu}}{\mu_B} = 2S \quad (2.34)$$

Shunday qilib cheksiz kuchli maydonda proeksiyaning o'rta qiymati maksimal ehtimoliy qiymatga teng. Kvant mexanika bo'yicha, magnit momentlar vektori proeksiyasi $2S\mu_B$ qiymatiga, lekin momentning absolyut qiymati $2\sqrt{S(S+1)}\mu_B$ dan kichik bo'ladi. Klassik holatga o'tganda bu qiymatlar o'zaro teng bo'ladi. Bu xulosani tekshirish mumkin: $\mu_0 = 2S\mu_B$ sifatida belgilab (4.15) kelib chiqadi:

$$\frac{\bar{\mu}}{\mu_0} = \frac{(2S+1)}{2S} \cdot \operatorname{cth} \left\{ \frac{(2S+1)\mu_0 H}{2SkT} \right\} - \frac{1}{2S} \operatorname{cth} \left(\frac{1}{2S} \frac{\mu_0 H}{kT} \right) \quad (2.35)$$

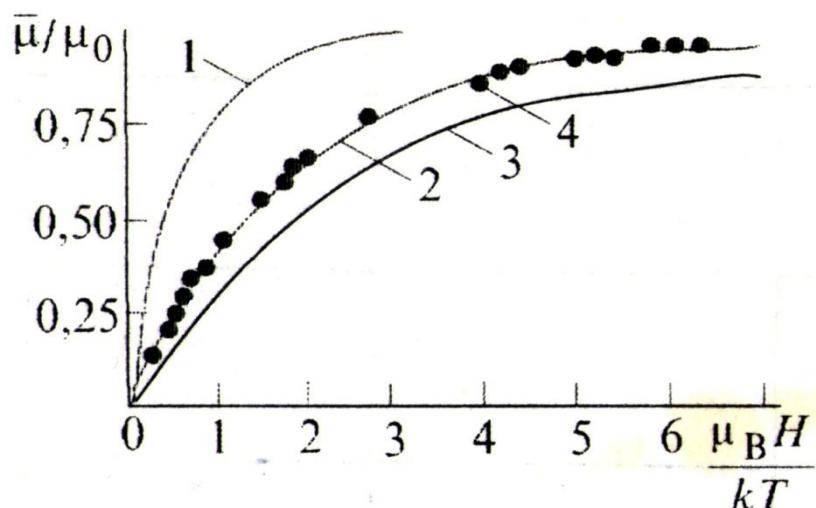
Klassik holatga o'tishga mos keluvchi $S \rightarrow \infty$ holatida: $\frac{\bar{\mu}}{\mu_0} = \operatorname{cth} \frac{\mu_0 H}{kT} - \frac{kT}{\mu_0 H} = L \left(\frac{\mu_0 H}{kT} \right)$

- Lanjeven klassik formulasi kelib chiqadi.

Kuchli maydonni hosil qilish mumkin bo'lgan, eksperimental sharoitlar qaraladi. $\mu_B = \frac{e\hbar}{4\pi mc} = 0.93 \cdot 10^{-20} \frac{J}{E}$ bo'lgani uchun xona temperaturasida: $\frac{\mu_B H}{kT} = \frac{0.93 \cdot 10^{-20} H}{1.38 \cdot 10^{-16} \cdot 300} = 1$ shart bajarilishi uchun ham $H > 10^6 E$ teng maydon

talab qilinadi. Xona temperaturasida kuchli maydonlar eksperimental sharoitda doimiy ravishda hosil qilish mumkin emas. Faqat $\sim 10^{-5}$ s teng qisqa vaqtida hosil qilish mumkin. Temperaturani pasaytirish orqali muammoni hal qilish mumkin. Haqiqatda $T=1\text{ K}$ temperaturada $H \approx 10^6 E$ maydonda $\frac{\mu_B H}{kT} \gg 1$ bo‘ladi.

Kuchli maydonlarda paramagnetiklar xossalarini o‘rganish bo‘yicha tajribalar past temperaturalarda amalga oshirilgan. 16 - rasmda $T=1.3\text{ K}$ va $H \leq 5 \cdot 10^4 E$ maydon holatida $Gd_2(SO_4)_3 \cdot 8H_2O$ xossalarini tadqiq qilish natijalari ko‘rsatilgan. Bunda (2.35) formula bo‘yicha S spin sonning turli qiymatlaida hisoblangan natijalar ham keltirilgan. $S=\frac{7}{2}$ qiymat uchun eksperiment natijalari nazariy hisoblash bilan mos keladi. Spin sonining bu qiymati Gd^{3+} uchun spektral ma’lumotlar 12-jadvalga mos keladi.



16 - rasm. $Gd_2(SO_4)_3 \cdot 8H_2O$ tuzining magnitlanish egri chizig‘i. 1 - holda $S=1/2$, 2 - holda $S=7/2$, 3 - holda $S=\infty$, 4 - holda $T=1.3\text{ K}$ temperaturada ekperiment natijalari.

Shunday qilib nazariya maydonning hamma qiymatlar intervalida xossalarini aniqroq ifodalaydi va kuchli maydonda magnitlanishning to‘yinish hodisasi mavjudligini to‘g‘ri ko‘rsatadi. Yetarlicha yuqori temperaturalarda hamma moddalar diamagnit yoki paramagnit bo‘ladi. Qachonki kristallarda issiqlik harakati magnit tartiblangan strukturalarning o‘rnatalishiga xalaqit qiladi.

Diamagnetizm atom, ion va molekulalarning elektron obitallar proeksiyalari bilan tushuntiriladi. Shuning uchun diamagnetizm hamma moddalarda mavjud bo'ladi. Moddalarning diamagnit qabul qiluvchanlik uncha katta emas $\chi = -(10^{-6} \div 10^{-5})$ va deyarli temperaturaga bog'liq emas.

Moddalarning paramagnit qabul qiluvchanligini $\chi = -(10^{-5} \div 10^{-2})$ qoida bo'yicha doimiy magnit momentli atom va ionlar aniqlab beradi. Paramagnit qabul qiluvchanlik temperaturaga sezilarli kuchli bog'liqdir. Odatda bu bog'liqlik Kyuri qonuni bo'yicha $\chi = \frac{K}{T}$ bo'ladi. Metallar uchun erkin elektronlarning paramagnit qabul qiluvchanligi Pauli mexanizmi bo'yicha ifodalanadi. Uning qiymati $\chi = 10^{-6} \div 10^{-5}$ bo'lib, u temperaturaga bog'liq emas.

Mendeleev jadvalida keltirilgan ko'pgina elementlar atomlari noldan farqli magnit momentga egadir. Masalan *Na* va *Cl* atomlari - paramagnitdir. Lekin ko'pgina moddalar atomlardan emas, balki molekula yoki kristall birikmalardan tuzilgan. Shuning uchun *Cl*₂ - molekula yoki *NaCl* – kristall – diamagnitdir. Molekulalar yoki kristallarning hosil bo'lish sabablaridan biri - magnit-kompensasiyalangan elektron qobiq va nol magnit moment hosil bo'lishida, ularning energiyalarining kamayishidir. Shuning uchun tabiatda diamagnit moddalar ko'pdir.

O'tkazuvchanlik elektronlari mavjud bo'limgan ko'pchilik dielektriklarda, ularning atomlari elektron qobiqlari magnit momentlari kompensasiyalangan bo'lib, ayrim holda faqat kichik yadro magnit momentga ega bo'ladi. Shuning uchun yadroviy paramagnetizm juda kichik bo'ladi. Odatda bunday dielektriklar odatda diamagnit hisoblanadi. Faqat ba'zi dielektriklar masalan d - va f – qobiqlarda va kompensasiyalanmagan spinlar holati mavjud atom yoki ionlardan iborat dielektriklarda Lanjeven-Kyuri paramagnetizmi hosil bo'ladi.

Metallarda kuchsiz diamagnetizm yoki kuchsiz paramagnetizmga ega bo'lgan mumkin. Metallar paramagnetizmi o'tkazuvchanlik elektronlari xos bo'lgan spin paramagnetizi - Pauli paramagnetizmidan iborat. Shuningdek ba'zi

metallarning kristall panjarasini tashkil etuvchi atomlar(ionlar) elektron qobig'i paramagnitdan iborat. Metallarning o'tkazuvchanlik elektronlari harakati temperaturaga bog'liq bo'limgani uchun, o'tkazuvchanlik elektronlari paramagnetizmi temperaturaga bog'liq emas. Shuning uchun masalan, ishqoriy va ishqoriy yer metallar ionlarining elektron qobiqlari magnit momenti mavjud bo'lmay, ularda paramagnetizm o'tkazuvchanlik elektronlari sababidir. Bu metallar musbat qabul qiluvchanligiga ega bo'lib, temperaturaga bog'liq bo'lmaydi. Lekin metallarda elektronlar diamagnetizmi - *Landau diamagnetizmini* hosil qilishga sabab bo'ladi. Chunki magnit maydonda elektronlar harakati kvantlashadi: agar tashqi magnit maydon mavjud bo'lmasa $N=0$, metallarda elektronlar diskret statsionar holatlar mavjud bo'lmaydi. Agar tashqi magnit maydon mavjud bo'lsa $N\neq0$, metallarda elektronlar diskret statsionar holatlar mavjud bo'ladi. Gap shundaki, Lorents kuchi ta'sirida elektron \vec{H} atrofida $\omega_c = \frac{eH}{m_e c}$ siklotron chastota bilan aylanadi. Bu murakkab harakat, faqat diskret qiymat qabul qiladigan ostsillyator sifatida qaralishi mumkin. Bu effekt orqali hosil bo'ladigan Landau diamagnetizmi metallarning magnit qabul qiluvchanligiga kichik bo'lib, bu manfiy ulush beradi.

Ko'pchilik legirlangan yarimutkazgichlar diamagnit hisoblanadi. Legirlangan yarimutkazgichlar paramagnit qabul qiluvchanligi o'tkazuvchanlik elektronlari bilan aniqlanadi. Oddiy holatda $\chi(T)$ bog'liqlik: $\chi = AT^{3/2}e^{-\frac{\Delta E}{2kT}}$ bo'lib, bunda A - modda doimiysi, ΔE - yarimutkazgichning ta'qiqlangan soha kengligi.

2-bob bo'yicha nazorat savollari.

1. Magnit maydonga joylashtirilgan modda bu maydon induksiyasini o'zgartiradimi?
2. Magnitlar nima?
3. Qanday moddalar paramagnit deyiladi?
4. Dia - va paramagnitlarning qabul qiluvchanliklari qanchalik farq qiladi?
5. Elektron atomda qanday magnit momentlarga ega?
6. Paramagnit moddaning atomlari magnit momentga egami?
7. Paramagnit moddaning tabiatи haqidagi hozirgi fikrlar qanday?
8. Muhitning magnit xossalalarini qanday qiymat xarakterlaydi?
9. Mikrotok deb nimaga aytildi?

10. Qanday moddalar paramagnit deyiladi?
11. Modda magnit singdiruvchanligi nima bilan tavsiflanadi?

1. Induktiv g‘altakning magnit qutblarini oqim bilan qanday o‘zgartirish mumkin?

1. temir o‘zakni g‘altakka kiritish.
2. g‘altakdagisi oqim yo‘nalishini o‘zgartirish.
3. tok manbani uzish.
4. g‘altakda tok kuchini oshirish

2. Kim birinchi marta magnit maydon vositasida elektr tokini hosil qilgan?

1. J. Maksvell
2. G. Gers
3. B. Franklin
4. M. Faradey

3. Magnit induksiya chiziqlarini ... yordamida tasavvur qilish mumkin.

1. temir o‘zak
2. temir parchalari
3. metall parchalar
4. bu asosan mumkin emas

4. Moddalar magnit xossalaring kelib chiqishi haqida A. Amper qanday gipotezani ilgari surgan?

1. u bunday farazni taklif qilmagan
2. bu xossalardagi molekulalarning tasodifiy harakati tufayli yuzaga keladi
3. magnit xossalarning mavjudligi moddaning molekulalari ichida elektr tokining mavjudligi bilan bog‘liq.
4. magnit xossalarga elektr zaryadlari bo‘lgan moddalar ega bo‘ladi

5. Bunda nomlari keltirilgan moddalardan qaysi biri magnitga yaxshi tortiladi?

1. polietilen
2. quyma temir
3. yog‘och
4. mis

6. Quyidagi moddalardan qaysi biri magnitga tortilmaydi?

1. quyma temir
2. magnit qotishma
3. kobalt
4. kauchuk

3- BOB. MODDALAR FERROMAGNETIZMI.

§3.1. Ferromagnetiklar magnit xossalari.

Elementar magnit momentlarning spin va orbital tartiblanishga ega bo‘lgan magnit kristallar kuchli magnetizmni namoyish qiladi. Bularda magnit qabul qiluvchanlik qiymati juda katta bo‘lib, ularning o‘zi kuchli magnit maydonlarning manbai bo‘lib xizmat qilishi mumkin. Ular texnikada keng qo‘llanilishi mumkin. Paramagnitlarni qarashda ko‘rsatildiki, to’limgan elektron qobiqqa ega bo‘lgan bir qator atomlar xususiy magnit momentga ega bo‘ladi. Ular o‘zini kichik doimiy magnit sifatida tutishadi. Kristallarning magnitlanishi darajasi atomar magnit momentlarning vektor summasi hisoblangan summar magnit moment qiymati bilan ifodalanadi. Mendeleev elementlar davriy sistemasining o‘tish guruhlari elementlari atomlari xususiy magnit momentga ega bo‘lishi mumkin. Chunki ular to’limgan electron qobiqqa ega bo‘lishadi. Bu kobiklarda juftlashmagan elektronlar mavjud bo‘ladi. Masalan, temir atomida 26 ta elektron mavjud(14 - jadval), undan 18 tasi ichki elektron qobiqlarni to‘ldiradi, lekin temir atomining d - sathida mumkin bo‘lgan 10 ta elektron o‘rniga faqat 6 ta elektron mavjud bo‘ladi.

d-orbitalli atomlarning elektron tuzilishi.

14 - jadval.

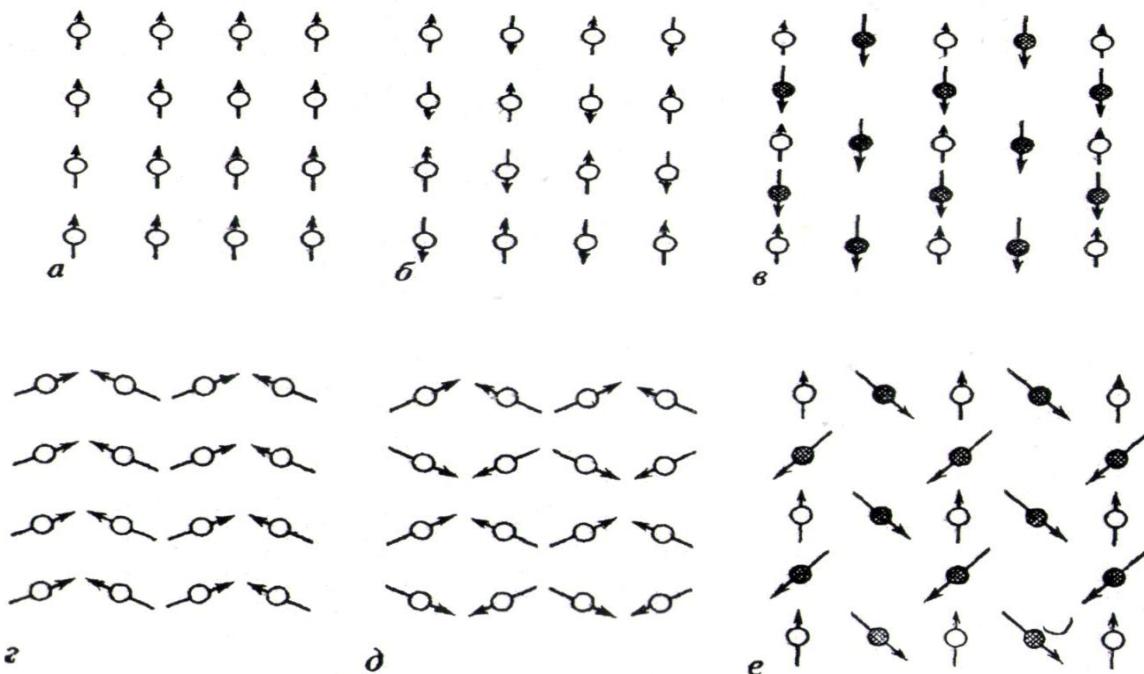
		K(n=1)	L(n=2)		M(n=3)			N(n=4)	
Element	Atom nomeri	1s	2s	2p	3s	3p	3d	4s	4p
K	19	2	2	6	2	6		1	
Ca	20	2	2	6	2	6		2	
Sc	21	2	2	6	2	6	1	2	

Ti	22	2	2	6	2	6	2	2	
V	23	2	2	6	2	6	3	2	
Cr	24	2	2	6	2	6	5	1	
Mn	25	2	2	6	2	6	5	2	
Fe	26	2	2	6	2	6	6	2	
Co	27	2	2	6	2	6	7	2	
Ni	28	2	2	6	2	6	8	2	
Cu	29	2	2	6	2	6	10	1	
Zn	30	2	2	6	2	6	10	2	

Demak shu sath to‘lmanagan va unda 4 ta bo‘sh joy qoladi(14-jadval). Bundan tashqari d-qobiqda elektronlarning 4 ta magnit momenti. Kompensatsiyalanmagan spin magnit sistemasini hosil qiladi. d - qobiqning bunday xossasi temir guruhi elementlari atomlarida katta xususiy magnit moment vujudga kelishiga olib keladi. Magnit momentga ega atomlardan kristall tuzilsa(masalan, temir), alohida atomlarning bir-biriga nisbatan holatining bir nechasidan bittasi amalga oshishi mumkin.

17-rasmda ikki o’lchovli holatda sodda tartiblanish turlari ko‘rsatuvchi o‘tkir strelkalar, atom bilan bog’langan magnitning shimoliy qutbini bildiradi. Agar magnit momentlar tasodifiy yo‘nalishda bo‘lsa, unda kristallning to‘la xususiy magnit momenti 0 teng bo‘ladi. Bunday holat-paramagnetizm deyiladi. Bunday kristall tashqi magnit maydonga joylashtirilganda, tashqi magnit maydon yo‘nalishi bo‘yicha, magnit moment yo‘nalishi mos tushadi va bu bilan kristallda kuchsiz summar magnit moment hosil qiladi. Yanada tartiblangan turli

strukturalar 17a-rasmida ko'rsatilgan. Oddiy ferromagnit struktura 17a-rasmiga mos keladi - atomlarning hamma magnit momentlari bir-xil yo'nalgan. Bunday ferromagnitlarga Fe, Ni, Co elementlar misol bo'ladi. Bunday kristallar doim magnit kabi tutishadi. 17b - rasmida oddiy antiferromagnit struktura ko'rsatilgan. Ular kollinear bo'lib, magnit moment o'zaro qarshi yo'nalgan va o'zaro kompensatsiyalanadi. Bu momentlar yo'nalgan o'q - antiferromagnit o'qi deyiladi. Kristall strukturada bir xil yo'nalishli magnit momentga ega atomni magnit panjaraga birlashtirish mumkin. 17c - rasmida ko'rsatilgan magnit momentlari yuqoriga yo'nalgan atomlar bir panjarani, magnit moment yo'nalishi qarama-qarshi yo'nalgan atomlar boshqa panjarani hosil qiladi. Bu ikkala panjaracha ekvivalent pozitsiyalarda joylashgan atomlardan tuzilgan.



17 - rasm. Turli tipli magnit strukturalar.

Umumiy holatda magnit struktura, kristallografik noekvivalent pozisiyalardagi atomlardan tuzilgan bir nechta panjarachadan iborat bo'lishi mumkin. Magnit panjaracha - magnit elementar yacheyka davriga karrali bo'lган masofaga parallel ko'chirish vositasida hosil qilingan hamma atom magnit momentlarning to'plamidir. Antiferromagnit strukturali kristallarda o'tish metallari oksidlari(MnO, NiO, CoO, FeO), xloridlar, sulfidlar va selenidlar kiradi. Ferromagnit kollinear struktura(17v -

rasm)da, qo'shni atomlar antiparallel yo'nalishga ega bo'lib, lekin kristallda yacheyskaning summar magnit momenti 0 teng emas. Bunday struktura spontan magnitlanishga ega, chunki turli panjarachaning ionlari magnit momentlari kompensatsiyalanmagan bo'ladi. To'liq bo'limgan kompensatsiya bir necha sabab bilan bog'liq bo'lishi mumkin. Birinchidan elementar magnit yacheyska uchun ionlarning magnit momentlari qiymati bilan farq qilishi mumkin. Ko'p holatlarda 2 ta sabab bo'lishi mumkin(17B-rasm). Ferromagnetizm-kompensatsiyalanmagan antiferromagnetizm deyiladi.

Sanab o'tilgan magnit strukturalar magnit strukturali kollinear magnit strukturaga talluqli. Bir qator nokollinear magnit strukturalar mavjuddir. Kuchsiz kollinear magnit struktura(17g - rasm) kuchsiz ferromagnitga tegishli bo'lib, katta bo'limgan natijaviy magnit momentga egadir. Bu magnit moment panjarachaning kristallarda antiferromagnit tartiblangan magnit momentlarning sezilarsiz o'garishidan kelib chiqadi. Kuchsiz ferromagnit kristallarga: Fe_2O_3 (gematit), $FeBO_3$, FeF_3 , $MnCO_3$ karbonat, $CoCO_3$, $NiCO_3$, shuningdek, $RFeCO_3$ ortoferritlar va $RCrCO_3$ (R-NYE ioni)ortoxromidlar.

Shuningdek kuchsiz kollinear antiferromagnit struktura(17d - rasm) ham mavjud bo'lishi mumkin. Kuchli antikollinear magnit strukturalarga uchburchakli struktura(17e - rasm) kiradi. Bu holatda belgilangan atomlardan tuzilgan magnit panjaracha 2 ta panjarachaga bo'linadi. Ularning magnit momenti bir - biriga nisbatan burchak ostida yo'naligan bo'lib, natijada 3-panjarachaga antiparallel bo'lgan moment tuziladi. Bu - ferromagnit strukturaning xususiy holidir. «Vint» va «gelikoidal» magnit tartiblanishi kabi murakkab holatlar mavjud.

Nisbatan yuqori temperaturalarda bir qator materiallarda, alohida atomlarning magnit momentlari tartiblanadi va bir qator materiallarda esa, alohida atomlarning magnit momentlari tartiblanmaydi. Doimiy magnit maydonda doimiy magnit joylashtirilganda, magnitning magnit momenti maydon yo'nalishi bo'ylab joylashishga intiladi. Kristallda magnit momentga ega atom(d - va f - metallar kiruvchi kristallar) o'z atrofida magnit maydon hosil qiladi. Agar atomning

magnit momenti yetarlicha kuchli bo'lsa, uning hosil qilgan magnit maydoni qo'shni atomlarning magnit momentini o'z yo'nalishi bo'ylab yo'naltiradi. Bu holat keyin sodir bo'adi. Agar atomlarning magnit momenti o'zaro ta'sir energiyalari, kristall panjaraning issiqlik tebranishlari energiyasidan katta bo'lsa, atomlarning magnit momenti o'zaro ta'sir energiyasi 2 turda bo'ladi: almashinuv va dipol. Almashinuv o'zaro ta'sir sof kvant effekt bo'lib, dipol o'zaro ta'sirga nisbatan kuchli bo'ladi. Asosiy ferromagnetiklar 15 - jadvalda keltirilgan.

Ba'zi ferromagnetiklarning kritik temperaturasi T_k va to'yinish magnitlanishi M_0 .

15 - jadval.

Modda	Fe	Co	Ni	Gd	Dy	$CrBr_3$	Au_2MnAl
T_k, K	1043	1388	627	293	85	37	200
M_0, Gs	1752	1446	510	1980	3000	270	323
Modda	Cu_2MnAl	Cu_2MnIn	EuO	EuS	$MnAs$	$MnBi$	$GdCl_3$
T_k, K	630	500	77	16.5	318	670	2.2
M_0, Gs	726	613	1910	1184	870	675	550

Ferromagnetizmning fizikaviy tabiatı. Ferromagnetizm tashuvchilari atom yoki ionlarda elektronlarning orbital momentlari bilan bog'liq bo'lmay, elektronlarning kompensatsiyalanmagan spinlari hisoblanadi. Ikkala holatda elektronlar magnit va mexanik momentga ega bo'ladi. Shuning uchun ferromagnit magnitlanishda, elektronlarning tartiblangan magnit momentidan iborat magnit momentga M ega bo'ladi. Shuningdek mos mexanik moment R ega bo'ladi. Agar magnitlanish atomlarning orbital magnit momentini hosil qilsa, ularning

nisbati $\frac{M}{P} = \frac{q\mu}{2m}$ teng bo‘ladi. Shuningdek agar magnitlanish atomlarning spin magnit momentini hosil qilsa, ularning nisbati $\frac{M}{P} = \frac{q\mu}{m}$ teng bo‘ladi. Bir qator eksperimentlar 2-xulosani tasdiqlaydi.

Magnito - mexanik effekt - magnitlanishda mexanik momentning hosil hosil bo‘lishi (*Eynshteyn va de-Gaaz*) tajribalarda tadqiq qilingan. Temir sterjen, cho‘zilmas ip bilan, solenoid ichida osilgan. Sterjen magnitlanganda u buriladi va ip buriladi. Magnitlovchi maydon yo‘nalishi o‘zgarganda sterjenning aylanish yo‘nalishi ham o‘zgaradi. Tajribadan magnit nisbat $\frac{M}{P} = -\frac{q\mu}{m}$ sifatida aniqlangan. Bunda ko‘rinadiki bu effekt elektronlarning spini tomonidan hosil qilinadi. Teskari eksperimentda temir sterjenning tezlik bilan aylanishda uning magnitlanishi kuzatilgan. Bunday magnitlanish elektronlarning sterjen aylanish o‘qi yo‘nalishida joylashishga intilishi bilan bog‘liqligidir. Bunda elektronlarning mexanik momenti bilan birga magnit momenti ham tartiblashadi.

Yana bir tajribada magnitlangan sternjen Kyuri temperaturasidan yuqori temperaturada tez isitilgan. Natijada oldin yo‘naltirilgan elektronlar xaotik yo‘nalishga ega bo‘ladi. Shuning uchun sterjenning magnitsizlanishida, aylanma impulsiga ega bo‘ladi. Bu holatda giromagnit nisbat qiyomatidan kelib chiqadiki, ferromagnetizmning kelib chiqishi orbital emas balki, elektronlarning spin momenti bilan bog‘langan. Shunga qaramasdan hisoblashlar ko‘rsatadiki, faqat spinlarning o‘zaro ta’siri ularning parallel yo‘nalishini ta’minlay olmaydi. Veys taxmin qiladiki, spinlarning turgun yo‘nalishiga, nomagnit tabiatli molekulyar maydon yuzaga keltiradi. *Frenel* tomonidan ko‘rsatildiki, atom magnit momentining bir-biriga nisbatan ma’lum tarzda, yo‘nalishga majbur qiluvchi kuchlar elektrostatik tabiatga egadir. Ular atomlarning to’limgan ichki qobiqlari elektronlarning almashuv o‘zaro ta’sir natijasida hosil bo‘ladi.

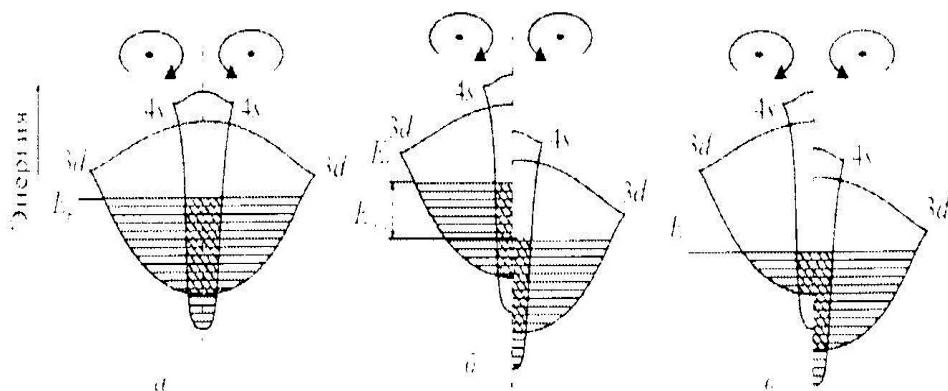
Kvant mexanikada almashish o‘zaro ta’sir nazariyasi, vodorod molekulasi ni qurish nazariyasida tushuntiriladi. Magnit momentga ega kichik zarra (masalan,

elektron) holida, magnit maydonni o'rnatish shunga olib keladiki, magnit maydon yo'nali shiga spin vektorning proeksiyasi faqat ikkita qiyomatga ega bo'lishi mumkin- $\pm \frac{1}{2} \mu_B$. Bunda μ_B - Bor magnetoni. 2 elektronli sistema uchun bu ikkala elektronning qanday holatda bo'lishni aniqlash mumkin emas. Lekin Pauli ta'qiq prinsipi bir bir-xil energetik holatda bo'lgan 2 ta elektronning bir xil kvant songa ega bo'lolmasligini ta'kidlaydi. Kvant mexanikada bu holat antisimmetrik to'lqin funksiyaning talabini kiritish bilan hisobga olinadi. Ya'ni 2 ta elektronning o'rirlari almashganda ularning to'lqin funksiyalari ishorasini almashtirish kerak bo'ladi.

Almashish o'zaro ta'sir – elektrostatik hisoblanadi. Lekin ta'sir Kulon ta'sir emas, balki kvant o'zaro ta'sirdir. Elektronlarning almashish o'zaro ta'sir mexanizmida ko'pgina atomlarning spinlari yo'nali shiga beriladi. Almashish deb atalishiga sabab, ushbu o'zaro ta'sir jarayonida qo'shni magnit atomlarning elektronlari go'yoki o'z o'rnini almashadi. Elektronlarning almashish o'zaro ta'sir natijasi shuki, elektronlarning spin momentlari o'zaro parallel bo'ladi. Demak spontan magnitlanish(tashqi magnit maydonsiz) vujudga keladi. Elektronlarning orbital va spin momentlari o'zaro bog'langan bo'lgani uchun, aytish mumkinki spontan magnitlanish atomlarning magnit momentlari tartiblanishi orqali vujudga keladi. Kyuri temperaturada issiqlik harakati atomlarning almashish o'zaro ta'sir natijasida paydo bo'lgan tartiblanish holatini buzib yuboradi. Bunday kelib chiqadiki, ferromagnitda almashish o'zaro ta'sir qancha kuchli bo'lsa, unga mos Kyuri temperaturasi ham yuqori hisoblanadi. Bu temperaturada magnit tartib buziladi. Ferromagnetikda elektron sathlari to'lish sxemasi 18 - rasmda ifodalangan. 18a - rasmda elektronlar holati spinlar yo'nali shi bilan mos ravishda bo'lingan. Magnit bog'liqlik natijasida yuzaga keladigan almashish kuchi energetik holatni o'zgartiradi.

Noqulay yo'nali shli spinli holatlar yuqori energetik sathga qulay yo'nali shli spinli holatlardan past energetik sathga o'tadi(18v-rasm). Bu energiyalarning farqi - almashish energiyasidir. Ba'zi elektronlarning spinlari qarama - qarshi bo'lib qoladi.

Bu holat bunday elektronlarga past energiyali holatga o'tish imkonini beradi. Shuning uchun spinlar sonining kompensasiyalanmaganligi kuzatiladi(18v - rasm). Metallsimon po'lat uchun bu kompensasiyalanmaganlik, 1 atom uchun 2,1 elektronga etadi. Almashuv integralga manfiy yoki musbat hadlar kiradi. Shuning uchun uning ishorasi musbat yoki manfiy bo'lishi mumkin. Bu ishora almashuv bog'liqlikda ishtirok etuvchi elektronlarning spinlari oriyentasiyasini energetik foydaliligi: parallel yoki antiparallel. 1 - holat – ferromagnetizmga, 2 – holat esa antiferromagnetizmga mos keladi.



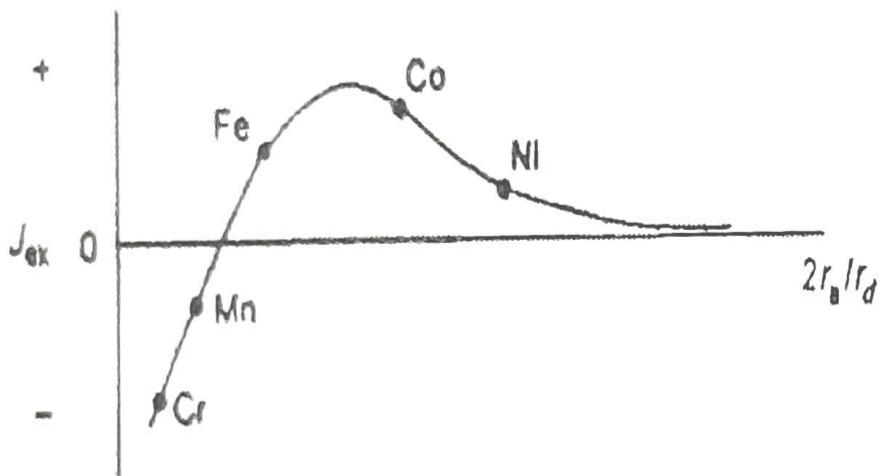
18 – rasm. E - almashinuv energiyasi. Bunda a – spinlarning 2 ta yo'nalishi holida 3d – va 4s – holatlari zichligi. 6 – magnit momentlar holatlari zichligining o'zgarishi. c – Fermi energiyasi tenglashtirilishi.

Shunday qilib spinlarning parallel va antiparallel holatlari orasidagi Kulon energiya almashuv uzaro ta'sirni ifodalaydi. Ferromagnetizm va antiferromagnetizm uchun bu parametr qarama - qarshi ishoraga ega bo'ladi. Almashuv o'zaro ta'sir qoplangan orbitalarda kuzatiladi. Kelib chiqadiki, bu o'zaro ta'sir – yaqindan ta'sir etuvchi hisoblanadi. Bunga qarshi o'laroq, magnit ion panjarasidagi xususiy magnit dipollarning o'zaro ta'siri - uzoqdan ta'sir etuvchi bo'lib, dipol - dipol deb ataladi. Shunday qilib asosan magnit o'zaro ta'sir almashuv va dipol - dipol hisoblanadi.

19-rasmida almashinuv integralining $\frac{r_a}{r_d}$ nisbatga bog'liqligi keltirilgan.

Bunda r_a - kristall panjara doimiysi, r_d - temir guruhining turli metallari uchun

qobiq radiusi. Ko'rindiki, ferromagnit metall uchun (Fe, Co,Ni)- bu integral, ya'ni qo'shni atomda spinlarning parallel holati energetik foydali hisoblanadi.



19 – rasm. Temir guruhi ferromagnetiklari uchun almashinuv integrallarini hisoblash ma'lumotlari.

Almashuv integrali qiymati Kyuri temperaturasini qiymatini belgilaydi. Demak almashuv energiyasi qancha katta bo'lsa, kT energiyali issiqlik fononlarning dezorientasiyalanuvchi ta'sirga qarshilik qiluvchi spinlarning tartibi darajasi shuncha yuqori bo'ladi. Aslida eng katta almashinuv energiyasi kobalt(So, $T_k \approx 1400K$) uchun eng katta qiymatga, temir(Fe, $T_k \approx 1040K$) uchun kamroq va nikel(Ni, $T_k \approx 509K$) uchun eng kam hisoblanadi. Ferromagnitning to'lmagan qobiqlarida holatlar zichligi elektronlar yuqori energiyali holatlarni egallagan paytda, kinetik energiya almashinuv energiyasi hisobidan oshmasligi kerak. Ta'kidlash kerakki, marganes(Mn) ferromagnit bo'lmasa ham, almashinuv integrali kattaligi temirnikiga yaqindir. Shuning uchun marganes Mn kristall panjarasi doimiysini r_a qiymatini $\frac{r_a}{r_d} = 1.5$ teng bo'lguncha kattalashtirilsa, kutish mumkinki marganes Mn ferromagnit bo'lib qoladi. Tajriba buni tasdiqlaydi. Shuningdek, marganes tarkibiga uning panjara parametrini kattalashtiruvchi ozgina azot N_2 qo'shilsa, bunda marganes Mn ferromagnit bo'lib qoladi. Biror komponentasi ferromagnit

bo'lmanan aralashma ferromagnit bo'lib qolishi mumkin. Masalan *Mn-Cu-Al*, *MnSb*, *MnBi* va boshqa birikmalar.

Ko'rinaridiki ferromagnitning paydo bo'lishi uchun panjarada atomlararo masofaning qandaydir «optimum»i zarurdir. Agar atomlar «o'ta» o'zaro yaqinlashishsa(*Ti*, *Cr*), u holda elektronlarning energetik polosalarining aralashib ketishi va kinetik energiyaning tez o'sishi sodir bo'ladi. Almashinuv o'zaro ta'sir yetarli bo'lmaydi. Chunki spinning o'zaro ta'siri mavjud bo'lib, dipol - dipol o'zaro ta'sir ferromagnit uchun kamlik qiladi. Shunday qilib, atomlarda to'lmanan elektron qobiqning mavjudligi va almashinuv integralining musbat ishorasi, spinlarning parallel orientasiyasini ifodalovchi sifatida ferromagnetizmning vujudga kelishi uchun zaruriy va yetarli sharti hisoblanadi.

Ferromagnetik magnit singdiruvchanligining temperaturaga bog'liqligi. Hajmiy namunaning magnitlanishi J , tashqi magnit maydon H tomonidan induksiyalangan birlik hajmga mos to'la magnit momentdir. Tashqi magnit maydonga kristallning magnit reaksiyasi magnit qabul qiluvchanlik χ bilan ifodalanadi. Chunki:

$$J = \mu_0 \chi H \quad (3.1)$$

Ferromagnit materiallarda $\chi \gg 1$ bo'lib $\chi \approx \mu$ bo'ladi. Bunda $\mu = \frac{B}{\mu_0 H}$ kabi aniqlanadi. Shunday qilib ferromagnitlarda $\chi \approx \mu$ va $B \approx J$ bo'ladi. Yuqori temperaturalardan pasayish jarayonida magnit singdiruvchanlik qiymati ortadi va Kyuri temperaturasida maksimum qiymatga erishadi(18-rasm). Paramagnit fazada ferromagnit fazaga o'tish nuqtasidan uzoqda Kyuri-Veys qonuni bajariladi:

$$\chi \approx \mu = C(T - \theta) \quad (3.2)$$

Bunda S - Kyuri doimiysi, θ - Kyuri - Veys temperaturasi bo'lib, fazaviy almashinuv tenglamasi - Kyuri temperaturasi T_k dan farq qiladi. Teskari magnit qabul

qiluvchanlik bog'liqligidan ko'rindiki, fazaviy o'tish nuqtasi atrofida $\chi(T)$ bog'liqliqning kritik o'sishi birmuncha sekinlashadi va shuning uchun $\theta \approx T_k$ bo'ladi. Kristall ferromagnit holatda bo'lganida unda spontan ichki maydon hosil bo'ladi. Demak kuchsiz magnit maydonda o'lchanadigan $\chi \approx \mu$ kattalik, $T = T_k$ temperaturada qat'iy maksimum hosil qilib temperatura pasayishi bilan kamayadi. Lekin kuchli magnit maydonda T_k temperaturadan pastda ham $\chi \approx \mu$ kattalik o'sishda davom etadi. Demak $\chi \approx \mu$ uchun o'tkir temperaturaviy maksimum kuzatilmaydi.

Kyuri temperaturasi nuqtasida vujudga keladigan magnitlanish - nikel(Ni) va kobalt(Co) magnitlanishining $J(T)$ bog'liqlikning maksimal qiymati ko'rsatilgan. Absissa o'qi bo'yicha nisbiy koordinatalarda $\frac{T}{B}$ nisbat ifodalangan. Ko'rindiki temperatura ortishi bilan magnitlanish qiymati kamayadi va $J(T_k) = 0$ bo'ladi. Bu temperaturada magnit tartiblangan holatdan tartibsizlangan holatga o'tish sodir bo'ladi. Bu temperatur ϕ T_k - Kyurining ferromagnit nuqtasi deyiladi. Kyuri temperaturasidan yuqori temperaturada modda ferromagnit holatda bo'lmay, paramagnit holatda bo'ladi. Modda kritik temperaturadan past temperaturalargacha sovutilganda spontan magnitlanish yana vujudga keladi va usha egri chiziq teskari yo'nalishda kuzatiladi. Boshqacha aytganda, moddaning spontan magnitlanishi kritik nuqtadan yuqoriga yo'nalib, temperaturaga qaytar bog'liqdir. Har-bir ferromagnit uchun Kyuri nuqtasi mavjud bo'lib, unda modda ferromagnit xossasini yo'qotadi. Temir uchun $T_k = 770^{\circ}C$, nikel uchun $T_k = 360^{\circ}C$, kobalt uchun $T_k = 1150^{\circ}C$ va gadoliniy uchun $T_k = 16^{\circ}C$ tengdir. Ushbu ferromagnetiklar *d*-yoki *f*-metall hisoblanadi.

To'yinish magnitlanish bilan magnetikning fundamental xossasi bog'liqdir. Issiqlik tebranishlari elementar magnetiklarning tartiblanishini buzishga intilishadi. Agar moddaning temperaturasi qancha yuqori bo'lsa, bu buzilish shuncha kuchli bo'ladi. Tartiblanishning buzilishi spontan magnitlanishning kamayishini bildirib, u

holda tartiblovchi maydon ham kuchsizlanadi. Shunday qilib o‘ziga xos «musbat teskari aloqa», temperatura ortishi bilan magnitlanishga intilishi magnitlanishning qamayishi bilan ortib boradi. Bunga qarshi o‘laroq modda temperaturasi pasayishi bilan, magnitlanish kattaligi ortishi bilan yanada ortib boradi.

Ichki Veys(molekulyar) maydonini tushuntirish uchun elementar dipollar orasidagi magnit kuchlarni e’tiborga olish yetarli emas. Ko‘rsatish mumkinki, o’zaro ta’sir etuvchi magnetiklar parallel holatga joylashadi. Lekin bunda hisoblash ko‘rsatadiki, faqat spinlarning orasidagi magnit kuchlar, Veys teoriyasida ichki kuchlar sifatida bo‘la olmaydi. Chunki bu kuchlar issiqlik tartiblanishini yengish uchun kerak bo‘lgan kuchlardan ~1000 marta kichik hisoblanadi. Elektronlar orasidagi elektr kuchlarni hisobga olish zarurdir.

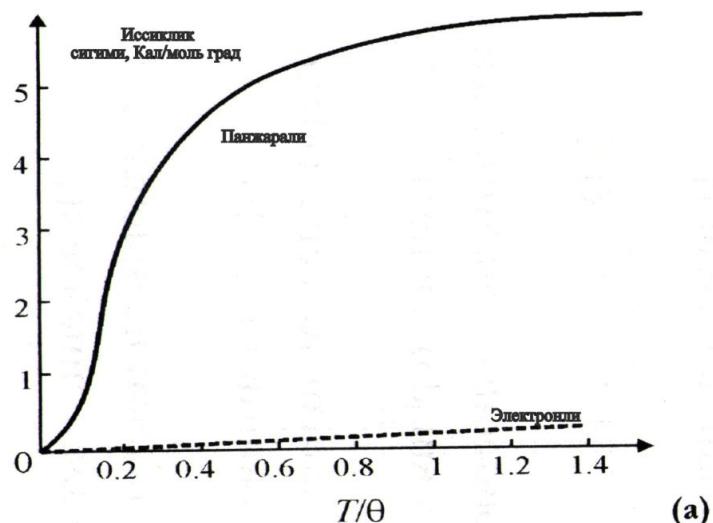
Spontan magnitlanishning tabiatini erish jarayonini eslatadi. Qachonki qattiq modda erisa, kristall holat uchun xarakterli bo‘lgan atomlarga mos tartib birdaniga yo‘qoladi va kristall suyuq holatga o‘tadi. Atomlar issiqlik tebranish intensivligi atomlarni tartibli holatga ushlab turish uchun etarli kuchlarni yengish uchun yetarli darajada katta bo‘ladi. Erish temperurasida atomlar orasidagi bog‘liqlik kuchini yengish, erish temperurasida issiqlik sig‘imining katta anomaliyasiga olib keladi.

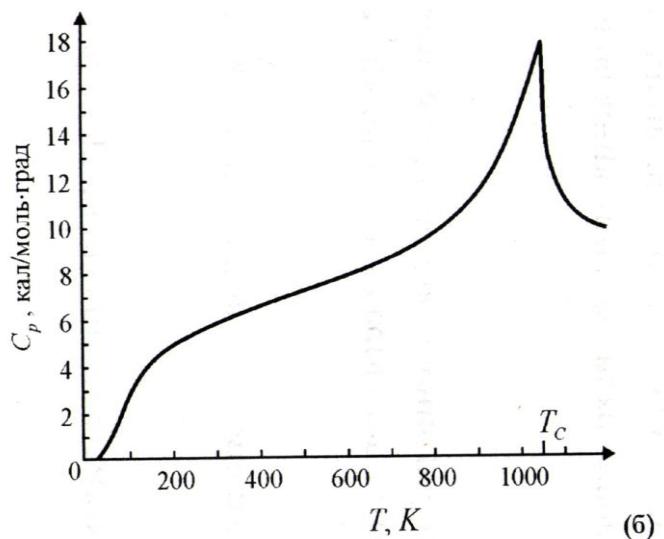
Oddiy qattiq jismning isitilishi, uning temperurasini erish holatigacha oshiradi. Keyin qattiq jism erish jarayonida unga yana biror miqdor issiqlik berilganda, u butunlay erib ketadi. Bundan keyin, eritmaning temperurasini yana osha boshlaydi. Boshqacha aytganda, erish temperurasida issiqlik sig‘im katta bo‘lib, chunki issiqlik berilishi modda temperurasini o‘zgartirmaydi. Real holatda erish temperurasida issiqlik sig‘imining juda katta maksimumini bildiradi.

Ferromagnetikning issiqlik sig‘imi. Ferromagnetikning spontan magnitlanishining yo‘qolishi kritik temperatura va kristall erish temperurasini orasidagi analogiyasi, ferromagnetikning issiqlik sig‘imining temperaturaga bog‘liqligi bilan tasdiqlanadi. Ferromagnetikning issiqlik sig‘imi o‘xshash tabiatini

kuzatiladi(20-rasm). $T=T_k$ temperaturada keskin maksimum hosil bo‘ladi. $T=T_k$ temperaturada issiqlik sig‘imi «cheksiz» bo‘lmaydi: issiqlik uzatilganda modda temperaturasi qiymati qat’iy doimiy bo‘lib qolmaydi: Shunga qaramasdan issiqlik sig‘imi tabiatida sezilarli anomaliya - boshqa metallarda kuzatiladigan tekis egri chiziqdan sezilarli chetlashish paydo bo‘ladi.

Oddiy ferromagnit qat’iy jismning issiqlik sig‘imining temperaturaga bog‘liqligi ferromagnit bo‘lmagan moddaniki bilan solishtirilgan bog‘liqlik 20 - rasmida ifodalangan. Oddiy metall uchun past temperaturaga mos issiqlik sig‘imi Debay qonuniga $C \sim T^3$ bo‘ysunadi. Chunki issiqlik sig‘imida elektron ulushi katta emas.(20a-rasm). Ferromagnetikda spin tartib mavjud bo‘lib, ushbu tartibni buzish uchun, hamma temperatura sharoitida issiqlik uzatish kerak. Ayniqsa bu spontan magnitlanishning temperaturaviy kuchli bog‘liq bo‘lgan sohalarga tegishli.





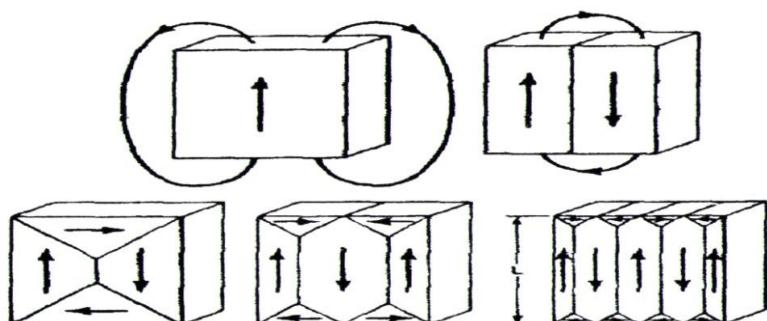
20 – rasm. Metallar uchun panjaralari va elektronli issiqlik sig‘imlarining temperaturaviy bog‘liqligi.

Kritik nuqtada issiqlik sig’imining anomaliyasi sababi, temperaturaning kichik o’zgarishi, elementar magnetik holatida kuchli tartibsizlikni yuzaga keltiradi. Bunda to’liq tartibsizlantirish uchun biror miqdor issiqlik uzatish kerak bo‘ladi. Bu holat eriydigan qattiq moddadagi atomlar tartibini buzib tashlash uchun kerak bo‘ladigan issiqlik energiyasi kerak bo‘lishi kabitdir. Magnitlanish energiyasi taxminan spontan magnitlanishni buzish uchun kerak bo‘ladigan issiqlik energiyasiga teng. Shuningdek Kyuri temperaturasasi $T_k > 1000K$ bo’lgan temir(Fe), kobalt(Co) va nikel(Ni) uchun magnitlanish energiyasi 0,1 eV/atom teng. Bu energiya ferromagnit qattiq moddaning temperaturasini oshirish uchun panjaraga uzatish kerak bo‘lgani uchun, ushbu jismlarning issiqlik sig’imi ferromagnit bo‘lmagan moddanikidan katta bo‘ladi. Magnetiklar issiqlik sig’imiga nafaqat fononlar, balki magnonlar o‘z ulushini qo‘sadi. Shuning uchun, ferromagnit metallarning issiqlik sig’imi oddiy metallarning issiqlik sig’imidан sezilarli katta bo‘ladi. Ayniqsa Kyuri nuqtasidan past temperaturalarda issiqlik sig’imi oshishi sezilarli bo‘lib, bu temperaturalarda magnitlanish eng tez kamayadi. Bundan kelib chiqadiki, $T \ll T_k$ holatda issiqlik sig’imi maksimumga erishadi.

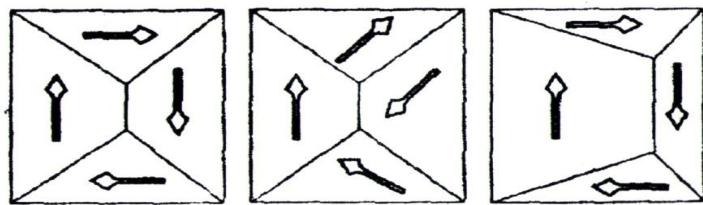
§3.2. Ferromagnetikning domen strukturasi va magnit giserezisi.

Ferromagnetikning domen strukturasi. Hajmiy ferromagnit materialning magnit moment qiymati, T_k temperaturadan pastda uning nazariy hisoblangan qiymati chegarasidan kam bo‘ladi. Nazariy hisoblashda hamma atomlarning magnit momentlari bir yo‘nalishda yo‘nalgan. Bu *domen* deb ataladigan sohalarning ko‘rsatilishi bilan tushuntiriladi. Domenlar - atomlarining magnit momentlari bir - xil yo‘nalgan sohadir. Demak bir domen chegarasida magnitlanish qiymati tuyinish chegarasiga yetadi. Lekin kristallarda turli domenlarda magnitlanish vektorlari o‘zaro parallel yo‘nalmagan bo‘ladi. Shunday qilib, butun ferromagnit namunaning to‘liq magnitlanishi hamma atomlarning magnit momentlar tartiblanish holatiga nisbatan kam bo‘ladi. Domen struktura 21-rasmda ko‘rsatilgan.

Ferromagnit polidomen strukturada hosil bo‘lgan sabablar uning hosil bo‘lishida, namunaning magnit energiyasini kamayishiga olib keladi. Hisoblanadiki, ferromagnit kristall faqat 1 ta domenden iborat. Ya’ni almashinuv kuchlari ta’sirida, to’limgan qobiqlarning elektron spinlari o‘zaro parallel ravishda tartiblanadi(21a-rasm). Atrof - fazoda kristall magnit maydon hosil qiladi. Lekin bunday holat noturg‘un bo‘lib, chunki unga magnit o‘zaro ta’sirning maksimum energiyasi mos keladi. Agar kristalning kushni sohalari o‘zaro qarshi yo‘nalgan bo‘lsa, bunday holat turg‘unroq bo‘ladi. Kristallni yanada domenlarga bo‘lib tashlash, magnitlangan kristallning energiyasini ma’lum qiymatgacha kamaytiradi. Gap shundaki qo‘shti domenlar orasidagi soha kristallda elastik kuchlanishni hosil qiladi.



a



b

21 – rasm. a - ferromagnitning domen strukturasi turlari. b - ferromagnitning domenlari devorlarining siljitim orqali uning strukturasining o‘zgarishi.

Domenlar orasidagi bunday o‘tish qatlamlari - *Blox devori* nomini oldi. Bu- turli yo‘nalishda magnitlangan 2 ta domenni ajratuvchi o‘tish qatlamdir. *Blox devori* haqidagi tasavvurlarni kiritishning asosiy g‘oyasi – bir domendan boshqasiga o‘tishda, spinlar yo‘nalishi o‘zgarishi bir atom tekisligida birdaniga keskin o‘zgarmaydi. Yo‘nalishlar o‘zgarishi faqat uzluksiz sodir bo‘ladi va ko‘pgina atom tekisliklarini o‘z ichiga oladi. Bu o‘tishning uzluksizligining sababi, spinlar yo‘nalishini to’liq o‘zgartirish uchun almashuv energiya kamlik qiladi. Temirda o‘tish qatlami qalinligi - domen devori - taxminan 300 ta panjara doimiysi yoki $1000 \text{ } \overset{\circ}{\text{A}}$ teng. Domenning natijaviy o‘lchami ko‘p sabablarga bog‘liq, lekin odatda domenning o‘lchami bir necha 10^{-6} oshmaydi.

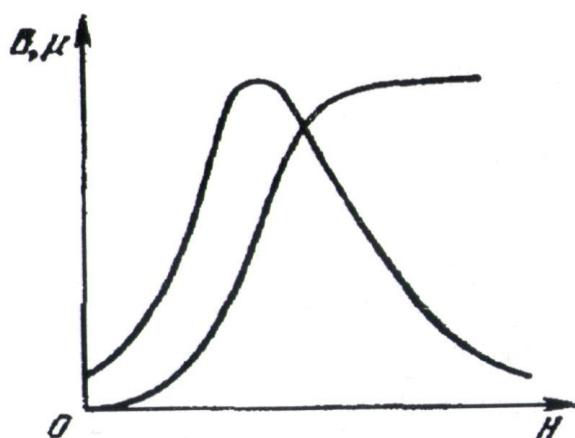
Shunday qilib tashqi magnit maydon mavjud bo‘lmaganda ferromagnit kristali katta sonli alohida kichik sohalardan iborot bo‘lishi kerak. Bu sohalar - to‘yinish qiymatigacha magnitlangan domendir. Domenlar bir - biridan qatlam – domen devori bilan ajralgan bo‘lib, biror domenga xos spinlar yo‘nalishi boshqa domenga xos bo‘lgan spin yo‘nalishga o‘zgaradi.

Spontan magnitlanish anizotrop bo‘lib, shuning uchun birinchi navbatda «engil magnitlanish» yo‘nalishda amalga oshadi. Tashqi magnit maydon mavjud bo‘lmaganda, domenlar bir-biriga nisbatan shunday yo‘naladiki, ferromagnitning summar magnit momenti 0 teng bo‘ladi. Chunki bu sistema erkin energiyasining minimumiga mos keladi. Tashqi magnit maydon mavjud bo‘lganda, ferromagnit magnitlanadi va 0 farqli magnit moment hosil bo‘ladi. Ferromagnit

kechadigan fizikaviy hodisalar xarakteri bo'yicha magnitlanish jarayoni 3 stadiyaga bo'linishi mumkin:

1. Domenlar chegarasi siljish jarayoni. Magnit maydon H da joylashtirilgan ferromagnit turli domenlarining magnitlanish vektori orientasiysi, H maydon kuchlanganligiga nisbatan bir xil yo'nalmagan. H qiymati oshirilsa, «eng qulay yo'nalgan domen»ning, boshqa domenlar hisobidan kattalashishi energetik jihatdan to'g'ri bo'ladi. Bu kattalashish domenlar chegarasi siljish hisobidan sodir bo'ladi. Shuning uchun magnitlanishning 1 - stadiysi – *siljish jarayoni* deb ataladi. Chegaralar siljishi qulay orientasiyalangan domen butun kristalga tarqalmaguncha davom etadi. Kuchli bo'lмаган magnit maydonda magnitlanish jarayoni uzluksiz va qaytar sodir bo'ladi. Kuchli magnit maydonda magnitlanish jarayoni uzlukli va qaytmas holatda sodir bo'ladi(Barkgazen effekti).

2. Burilish jarayoni. Magnit maydon kuchaytirilganda spontan magnitlanishning magnit maydon bo'ylab burilishi sodir bo'ladi. Bunda magnitlanish jarayoni sezilarli sekin sodir bo'ladi(1-stadiyaga nisbatan). Bu spontan magnitlanish induksiyasi B_c , magnit maydon H bo'ylab yo'nalganda, magnitlanish texnik to'yinish qiymatiga yetadi(22-rasm).



22 - rasm. Spontan magnitlanish induksiyasi $B_c(H)$ bog'liqlik.

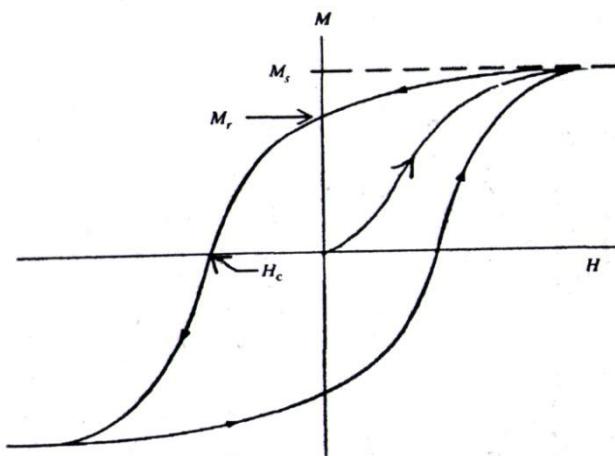
Paraprosses. Magnitlanish texnik tuyinishida magnitlanishning ortishi, magnit maydon H qiymati ortishi bilan tez kamayadi, lekin to'xtab qolmaydi. Bu

holat $T=0$ K dan farqli temperaturada spontan magnitlangan sohalarning hamma spinlari o'zaro parallel bo'lmaydi. Issiqlik harakati natijasida spinlar qisman tartibsiz yo'nalishga ega bo'ladi. Kuchli magnit maydonning hosil qilinishi, ushbu spinlarning oriyentasiyasining o'zgarishiga sabab bo'ladi. Paraprossesni yuzaga keltiradigan magnitlanish spinlarning ushbu qayta orientasiyalanishida yuzaga keladi. $B = \mu_0 \mu H$ munosabatdan kelib chiqadiki, magnitlanishda magnit singdiruvchanlik

$$\mu = \frac{dB}{dH} \quad (3.3)$$

Magnit induksiyasi B ning keskin ortishiga mos sohasida, μ kattalik qiymati maksimumga ega bo'ladi. $B(H)$ kattalikning ortish tezligi kamaysa, μ kattalik ham H qiymati ortishi bilan kamayadi. Turli ferromagnit uchun boshlang'ich qiymat: $\mu=102-103$, maksimum holatda esa $\mu=102-106$ teng bo'ladi.

Ferromagnitning magnit gisterezisi. 23 - rasmida ferromagnitning qayta magnitlanishining to'liq sikli egri chizig'i keltirilgan. Qayta magnitlanishda magnit moment M ning maksimal qiymati M_c gacha ortadi. Magnit maydonning navbatdagi kamayishida $N=0$ qiymatda, $M \neq 0$ bo'ladi. M qiymatining H qiymatidan ortga qolish hodisasi – *magnit gisterezis* deb ataladi. Magnitlanish qiymati M_r esa, *qoldiq magnetizm* deb ataladi. Qoldiq magnetizmning yo'qolishi uchun magnitsizlantiruvchi H_c maydon qo'yilishi kerak bo'ladi. Bunda H_c - koersitiv maydon kuchlanganligi deb ataladi. 23-rasmida ifodalangan yopiq egri chiziq qayta magnitlanishning sikli bo'lib, *gisterezis sirtmog'i* deb ataladi.



23 - rasm. Magnit gisterezis.

Gisterezis sirtmog'i yuzasi ferromagnitni qayta magnitlash uchun sarflanadigan ishning modda birlik hajmiga teng hisoblanadi. Qayta magnitlanish jarayonida, bu ish to'liq issiqlikka aylanadi va gisterezisga sarflashni xarakterlaydi. Shuning uchun ko'p marta qayta magnitlanishda ferromagnit qiziydi. Gisterezis yuzasi qancha katta bo'lsa, ferromagnit ham shuncha ko'proq isiydi.

Gisterezis shakli va yuzasiga bog'liq ravishda, ferromagnit materiallar *yumshoq* va *qattiq* turlarga bo'linadi. Magnit materiallarni turli maqsadlarda qo'llash magnitlanishning turli egri chiziqlari turlarini talab qiladi. Transformator va elektr mashinalarda qo'llaniladigan materiallar, tez o'zgaruvchan magnit maydonlar ta'siriga uchraydi. Ularni vaqt davomida ko'p marta magnitlashga to'gri keladi. Bu holat qisman effektivlikning yo'qotilishiga va materialning qizib ketishiga olib keladi. Bu isish-ferromagnit magnit domenlarining uzluksiz ravishda, qayta oriyentasiyalanishidan hosil bo'ladigan ichki ishqalanish natijasidir. Yuqori chastotada ferromagnitning elektr o'tkazuvchanligidan o'zgaruvchan maydonda hosil bo'ladigan Fuko toklari hisobidan ham yuzaga keladi. Har-bir siklda energiyaning issiqlik sifatida isrofi gisterezis sirtmog'i yuziga to'g'ri proportionaldir. Materialdan effektiv foydalanish uchun uning koersitiv kuchlanganligi qiymati kichik bo'lishi kerak. Chunki bu holatda sirtmoq yuzi kichik bo'ladi. Bunday materiallar – *yumshoq magnit* deb ataladi. Bu materiallar, elektr mashina va asboblarning magnit provodlarini tayyorlashda

ishlatilib, kichik koertsitiv kuchlanganlik va katta magnit singdiruvchanlikka ega bo‘ladi. Eng zo‘r temir - nikel qotishmali magnitlar uchun $\mu \approx 10^5$ va $B_s \approx 1 \text{ Tl}$ holatda magnit induksiyasi yuqori bo‘ladi. Bunda koersitiv kuchlanganlik atigi $\sim 0.3 \frac{\text{A}}{\text{m}}$ teng bo‘ladi. Bu magnetikda gisterezis yuzasi shunchalik kichik bo‘ladiki, magnetikning qayta magnitlanishida energiya isrofi temirnikidan 500 marta kam bo‘ladi.

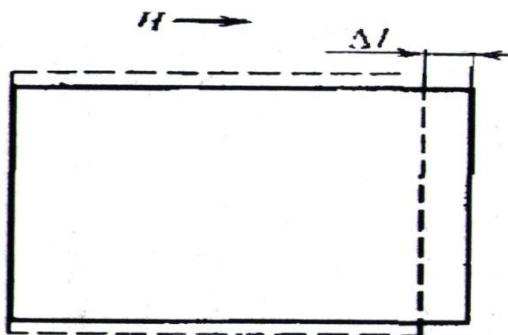
Boshqa tomondan kuchli magnit maydonlarni hosil qilishda qo‘llaniladigan doimiy magnitlar katta koertsitiv kuchlanganlikka ega bo‘lishi kerak. Ularni qayta magnitlash zaruriyati yo‘q - qarshi o‘laroq, ularda magnitlanishni maksimum qiymatgacha turg‘un ushlab turish kerak. Bunday materiallar - *qattiq magnit* deb ataladi. Ular uchun magnitlanishning katta to‘yingan qiymati talab etiladi. Misol uchun *Al-Ni-Fe* qotishma uchun magnitlanish induksiyasining to‘yinsh qiymati $B_s = 1.5 \text{ Tl}$ teng bo‘lganda, koersitiv kuchlanganlik $H_x = 10^5 \frac{\text{A}}{\text{m}}$ ($B_s = 1.3 \text{ Tl}$) teng bo‘ladi. Seriy, samariy va ittriyli qotishmalardan iborat doimiy magnitlarning koersitiv kuchlanganligi $H_x = 10^6 \frac{\text{A}}{\text{m}}$ qiymatga yetishi mumkin. Nodir yer metallari qotishmalarida juda yuqori koersitiv maydonga erishiladi. Masalan *SmCo* qotishmada $H_x = 2 \cdot 10^6 \frac{\text{A}}{\text{m}}$ teng bo‘ladi.

§3.3. Ferromagnit kristallarning magnit xossalaringan anizotropiya, magnitostriksiya va termostriksiyasi.

Monokristallarda magnit hodisalar anizotrop hisoblanadi. Odatda oddiy polikristall materiallarda bu xodisa sezilarsiz bo‘lib qoladi. Magnitlanish anizotropiyasi strukturada spin - orbital o‘zaro ta’sirning turli kuchi bilan bog‘liq va ferromagnit monokristallarda paydo bo‘ladi. Spin – orbital o‘zaro ta’sir xususiyatlari oqibatida shunday yo‘nalish mavjud bo‘ladiki, ular bunday magnitlanish eng oson sodir bo‘ladi va magnit to‘yinsh, katta bo‘lmagan magnit maydonda erishiladi. Bu yo‘nalishlar – *oson magnitlanish yo‘nalishlari*

deb ataladi. Temir kristali uchun bu yo‘nalish-[100] bo‘lib, lekin [110] va [111] yo‘nalishlarda magnitlanish yetarlicha og‘ir kechadi va magnit to‘yinish sezilarli yuqori maydonlarda erishiladi. Bunga qarshi o‘laroq, nikel kristallarida yengil magnitlanish yo‘nalishi [111] hisoblanadi. Qiyin magnitlanish yo‘nalishi - [100] hisoblanadi(25-rasm). Fe va Ni kristallarda o‘rtasidagi magnit anizotropiya o‘rtasidagi sezilarli farq Fe – Ni qotishmada yengil magnitlanish «frustrasiya»ga olib keladi va natijada bu qotishmaning yumshoq magnitlanishga olib keladi.

Ferromagnitlarning magnitlanishi ularning shakli va o‘lchamining o‘zgarishi bilan sodir bo‘ladi. Bu hodisa – *magnitostrikatsiya* deb ataladi. Texnikada keng qo‘llaniladigan bu effektlarning vujudga kelish sababi, ferromagnit materiallarda spin - orbital o‘zaro ta’sir hisoblanadi. 24 - rasmda magnit maydonda joylashgan ferromagnitning bo‘ylama va ko‘ndalang deformasiya ko‘rsatilgan.



24 – rasm. Magnitostriktsion deformatsiyani tushunturuvchi sxema.

Polikristall ferromagnitdan yasalgan va magnit maydonda joylashtirilgan l uzunlikli sterjen nafaqat cho‘zilishi(Δl), balki qisqarishi ham mumkin. Magnit maydon H orqali induksiyalangan nisbiy deformasiya $x = \frac{\Delta l}{l}$ qo‘yilgan magnit maydon kuchlangani kvadratiga proporsional $x \sim H^2$ hisoblanadi. Nikel sterjen maydon qo‘yilgan yo‘nalishda qisqarishi bilan xarakterlanadi $x \approx 4 \cdot 10^{-4}$. Bunga qarshi ravishda, kuchsiz maydonda temir va po‘lat ozgina cho‘ziladi, lekin kuchliroq maydonda qisqaradi. Kobalt esa kuchsiz maydonda qisqaradi, lekin kuchliroq maydonda cho‘ziladi.

Maxsus ferromagnit qotishmalar ishlab chiqilgan bo'lib, ularda *magnetostriksiya* katta hisoblanadi. Bu effekt magnetostriksion vibratorlarda qo'llaniladi. Bu vibrator bir necha 10^6 Gs chastotagacha bo'lgan ultratovush to'lqin hosil qilishda qo'llaniladi. Bunday vibratorlar masalan, qattiq jismlarni ultratovush qayta ishlash va ularni tozalashda ishlatiladi. Shuningdek suv omborlari chuqurligini aniqlashda ishlatiladigan exolotlarda, boshqa qurilma va asboblarda qo'llaniladi. Shunday qilib magnetostriksiya ferromagnitning magnitlanish jarayonida sodir bo'ladi. Bu jarayonda magnit maydon H ta'sirida atomlarning magnit maydon orientasiyasi sodir bo'ladi. Bu jarayon paramagnitlarning magnitlanishini eslatadi, shuning uchun u *paraprosses* deb ataladi. Paraprosses ayniqsa Kyuri nuqtasi sohasida intensiv bo'lib, bu sohada magnetostriksiya eng katta qiymatga yerishadi. Ta'kidlash kerakki, geksagonal strukturaga ega ferromagnit(masalan, nodir yer metall – gadoliniy *Gd*) da paraproses va magnetostriksiya anizotropiyaga ega bo'ladi.

Yuqorida qaralgan almashinuv magnetostriksiyadan tashqari, H tashqi magnit maydonda joylashgan ferromagnit kristallda anizotrop magnetostriksiya hosil bo'ladi. U paraprosses jarayon sodir bo'ladigan magnit maydondan kuchsiz maydonlarda bo'ladigan magnitlanish jarayonlarida sodir bo'ladi. Anizotropiya shuki, kristallning turli o'qlari bo'ylab nisbiy deformatsiya tenzori komponentlari x_{ij} turli qiymat va ishoraga ega bo'ladi. Anizotrop magnetostriksiyaning xarakterli tomoni shundaki, hajmning juda kichik o'zgarishida namunaning shakli o'zgaradi. Nazariya bo'yicha, anizotrop magnetostriksiyaning 2 ta mexanizmi qaraladi: magnitodipolli va bir ionli. Ularning birinchisida kristall panjara kirrasida joylashgan atomlarning magnit momentlarining magnit o'zaro ta'siri hisoblanadi. Bunda magnit momentlar magnit dipollarga o'xshatiladi. Kub simmetriyalı kristallarda kubning qirra va dioganali bo'ylab magnitodipol o'zaro ta'sir turlicha bo'ladi. O'z navbatida bu yo'nalishda magnit atomlar orasidagi muvozanat masofasi turlicha bo'ladi. Demak bu yo'nalishlarda magnetostriksiya qiymatlari turlicha bo'ladi. Lekin bu mexanizm ferromagnit magnetostriksiya anizotropiyasiga katta hissa qo'shadi.

Tadqiqotlar ko'rsatadiki, anizotrop magnitostriktsiya hodisasi uchun bir ionli mexanizm hisoblanadi. Unda asosiy o'rinni magnit atom yoki ionda orbital magnit moment mavjudligi egallaydi. Nazariya bo'yicha bu holatda, elektron orbital bulut anizotrop konfigurasiyaga ega bo'ladi. Bunday ko'rinishdagi anizotrop magnitostriksiya, bir qator nodir yer metallarda juda yuqori bo'ladi. Chunki ularning ionlarining orbital momenti katta qiymatga ega bo'ladi. Ta'kidlash kerakki, nodir yer metal – gadoiniy *Gd* atomi orbital momentga ega emas va uning atom momenti faqat spin tashkil etuvchidan iboratdir. Natijada uning ioni elektron buluti sferik shaklda bo'lib, bundan kelib chiqadiki, bunda bir ionli magnitostriksiya mexanizmi ishlamaydi. Gadoliniy *Gd* va uning birikmalarda kuzatiladigan anizotrop magnitostriksiyaga magnitodipol mexanizm sabab bo'ladi.

Metallar *Fe* va *Ni*, ularning qotishmalarida va ferritlarda anizotrop magnitostriksiya *Gd* holatiga yaqin hisoblanadi. Ularda magnitlanish, asosan spin momentlar hisobidan yuz beradi va ozgina orbital momentlar hisobidan sodir bo'ladi. Bu magnetiklarda kristall maydon, orbital maydonga shunday ta'sir etadiki, ular go'yo panjaraga mahkamlanib qolishadi va magnit maydon yo'nalishida aylanish qobiliyatini yo'qotadi. Bu hodisa – orbital momentning «muzlab qolishi» deb atash qabul qilingan. Lekin ba'zi birikmalarda «muzlab qolishi» to'liq sodir bo'lmaydi. Shuning uchun bu moddalarda(masalan, ferritlar) bir ionli anizotrop magnitosriksiya hosil bo'ladi. Lekin u nodir yer magnetiklarnikiga nisbatan ko'p marta kichik bo'ladi.

Sistemaning holatini o'zgartirmoqchi bo'lgan tashqi faktorlarga sistemaning qarshiligi to'g'risidagi, *Le Shatele* prinsipiiga mos ravishda, ferromagnitlarning shakli va o'lchamini o'zgarishiga sabab bo'luvchi mexanik deformasiyasi ushbu jismlarning magnitlanishiga ta'sir qilishi kerak. Shunday qilib, magnitlanishda ferromagnitning bir qator yo'nalishida bu o'lchamning kamayishiga duchor bo'ladi. Bu yo'nalishda hosil bo'lgan kuchlanganlik ushbu jismning magnitlanishiga sharoit yaratadi. Lekin cho'zilishga olib keladigan kuchlanish magnitlanishni qiyinlashtiradi. Ferromagnit materialning deformatsiyasida magnit

xossalaringning bunday o‘zgarishi eksperimental kuzatiladi va *magnitelastik effekt* deb ataladi. Bir qator ferromagnit materiallar deformatsiyada yuzaga keluvchi ichki mexanik kuchlanishga shunchalik sezgir bo‘lib, ularning bu xossasi deformatsiya va mexanik kuchlanishni o‘lchash uchun tenzometrik maqsadlarda qo‘llaniladi.

Termostriksiya va invar effekt. Ferromagnitlarning issiqlik kengayishida anomal hodisa kuzatiladi. Ma’lumki qizishda qattiq jismlarning termik kengayishi, ularning atom va ionlarining muvozanat holati atrofida *angarmonik tebranish* sabab bo‘ladi. Kuchsiz magnetikda angarmoniklar, ularning qizishida o‘lchamlar o‘zgarishining yagona sababi hisoblanadi. Shuning uchun temperatura ko’tarilishi bilan bunday moddalar hamma vaqt kamayadi. Ta’kidlanganidek, ferromagnetikda magnitlanish ularning deformasiyasi bilan sezilarli bog‘liqdir. Almashinuv o‘zaro ta’sirning o‘zgarishi sababidan, magnitostriksiya faqat magnit maydon H mavjud bo‘lganda emas, balki tashqi magnit maydon mavjud bo‘lmasganda, ferromagnit temperaturasining o‘zgarishida ham hosil bo‘ladi. Bu «issiqlik magnitostriksiya»(termostriksiya) spontan(tashqi magnit maydon bo‘lmasganda) hisoblanadi. Bir qator ferromagnitlarda spontan magnitostriksiya effekti issiqlik kengayishida sezilarli ta’sir qiladi. Chunki u issiqlik kengayishining kompensatsiyasiga olib keladi. Gap shundaki, odatda termostriksiya oddiy(angarmonik) termik kengayishga qarshi ishoraga ega bo‘ladi. Bu sababga ko‘ra, ferromagnit materialning termik kengayish natijaviy koeffisienti musbat yoki manfiy ishorali bo‘lishi mumkin. Shuningdek u temperaturaning ma’lum intervalida 0 teng bo‘lishi mumkin.

Invar qotishmalar chiziqli kengayishning termik koeffisienti($\alpha \approx 0$) bo‘lgan ferromagnit materiallar guruhiга taaluqli hisoblanadi. Qizishda o‘z o‘lchamini o‘zgartirmaydigan invar metallar soat va asbobsozlik sifatida qo‘llaniladi. Spontan magnitostriksiyali issiqlik kengayish kompensatsiya koeffisienti hodisasi - *invar effekt* nomini oldi. Hozirgi vaqtida «invar» tipidagi ko‘p sonli qotishmalar mavjuddir. Ularning kichik miqdorli issiqlik kengayish koeffisientining tabiatи - magnit tabiatlidir. Misol sifatida «invar-36» - temir(64%) va nikel(36 %), «kovar» -

temir(54%), nikel(29 %) va kobalt(17 %) qotishmasini keltirish mumkin. Ularda komponentlarning turiga qarab α qiymati turlicha bo'lishi mumkin. Gadoliniyda invar effekt sezilarli bo'lib, u geksogonal kristallning turli o'qlari bo'yicha farq qiladi. Bu holat ularni texnikada qo'llash uchun qo'shimcha imkoniyat beradi. Shunday qilib ferromagnitli qotishmalarning termik kengayish koeffisiyenti «boshqariladigan» bo'lib qoladi va kerakli holda $\alpha=0$ qiymatni hosil qilish mumkin. Bunday qotishmalar texnikada keng qo'llaniladi.

§3.4. Moddalar antiferromagnetizmi va ferrimagnetizmi.

Almashinuv integralining manfiy ishorasi holatida kristall panjaraning qo'shni tugunlari spinlarining antiparallel yo'nalishi hisoblanadi. Bu holatda spinlar holati tartiblangan bo'ladi, lekin spontan magnitlanish hosil bo'lmaydi, chunki panjaraning qo'shni tugunlarining spin magnit momentlari o'zaro antiparallel yo'nalgan va bir-birini kompensatsiyalaydi(*15v-rasm*). Bunday kristallda go'yoki qarama-qarshi magnitlangan 2 ta kristall panjara joylashgan bo'ladi. 4 - jadvalda asosiy antiferromagnetiklar keltirilgan. Antiparallel joydashgan spinlar strukturasi xaotik tartibsizlovchi issiqlik harakatiga konkurensiya holatida Neel temperaturasidan past temperaturasidan past temperaturada hosil bo'ladi. Bu temperaturadan yuqori temperaturada o'tish metallarning qisman to'lgan d - va f - qobiqlarda kompensasiyalanmagan spinlar tartibsizlangan va Neel temperurasidan yuqori temperaturada, o'ziga xos paramagnit sistema hosil bo'ladi. Bu sistema uchun $\chi = C(T + \theta)$ hisoblanib, bunda S - Kyuri-Veys doimiysi, lekin θ - Kelvin shkalasining noreal va manfiy sohasida bo'ladi.

Antiferromagnetiklarning magnit qabul qiluvchanligining temperaturaga bog'liqligi, fazaviy o'tish temperurasidan past temperaturada magnit xossalarning keskin anizotropiyasi paydo bo'lishini ko'rsatadi(*27-rasm*). O'zaro yaqin atomlarning elektronlari spinlarining spontan antiparallel oriyentasiyasi nafaqat elektron o'tkazuvchanlikni «kamaytiradi», lekin tashqi magnit maydonning yo'naltiruvchi ta'siriga turli qattiqlikka ega bo'ladi. Antiferromagnetik sifatida

bir qator d - va f - metallar $Cr(T_N = 310K)$, $Mn(T_N = 100K)$, $Dy(T_N = 190K)$ va shuningdek ularning ko‘p sonli birikmalari. Shuningdek d- va f- metallar oksidlari $MnO(T_N = 120K)$, $FeO(T_N = 190K)$ va $NiO(T_N = 650K)$. Buning o‘ziga xosligi shundaki, tartibsizlangan paramagnit fazada ushbu qaralgan birikmalar odatda o‘tkazgich hisoblanadi. Chunki ularning elektron spektrida ta’qiqlangan zona mavjud bo‘lmaydi. Lekin temperaturaning pasayishi davomida va antiferromagnit fazaga o‘tishning Neel temperaturasida elektron spektrda energetik tirqish hosil bo‘ladi. Demak ushbu birikmalar yarimutkazgich yoki dielektrikka aylanib qoladi. Shunday qilib d - va f - metallarning antiferromagnit birikmalarida, dielektrik-metall tipli fazaviy o‘tish sodir bo‘ladi. Lekin antiferromagnitlarning magnit singdiruvchanligi μ qiymati kichik bo‘ladi. Ularni magnit material sifatida texnikada qo‘llash uchun yetarli emas. Magnit singdiruvchanligi μ qiymatining kichikligi sababi shuki, past(antiferromagnit faza) temperaturada panjarachalarning magnit momenti bir – birini to‘liq kompensasiya qiladi va natijaviy magnit moment 0 teng bo‘ladi.

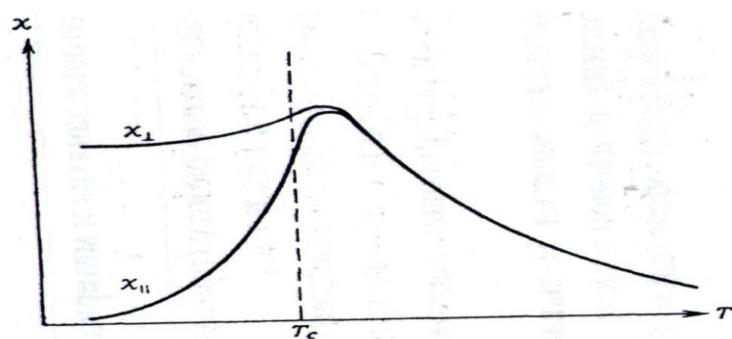
Ta’kidlanganidek antiferromagnit birikma yarimutkazgich yoki dielektrik xossasini hosil qiladi. Tartibsizlangan fazanikiga nisbatan o‘tkazuvchantik 1000 marta kam bo‘ladi. Temperatura oshishi bilan, spinlarning antiparallel holati buziladi va antiferromagnitlarning magnitanishi oshadi. Temperatura ko‘tarilishi bilan spinlarning o‘zaro antiparallel holati buziladi, antiferromagnitning magnitanishi ortadi, μ kattalik qiymati o shadi va Neel temperurasida maksimal qiymatga erishadi. Neelda temperurasida spinlarning tartibli holati butunlay buziladi. Antiferromagnetizmdan paramagnetizmga o‘tish sodir bo‘ladi. Shu bilan bir vaqtda, spinlarning qarshi oriyentasiyasida antiferromagnetiklar tufayli, past temperaturali va dielektriklarda oldin bog‘langan elektronlar erkin bo‘lib qoladi va tartibsiz fazaga o‘tishda antiferromagnit faza elektr o‘tkazuvchanlikka aylanadi.

Ferrimagnetizm. To‘liq magnit–kompensatsiyalangan antiferromagnetikdan tashqari ko‘pgina kristall va polikristall mavjudki, ularda panjaraning magnit momenti o‘zaro qarshi yo’nalgan bo‘lsada, lekin qiymat bo‘yicha o‘zaro teng

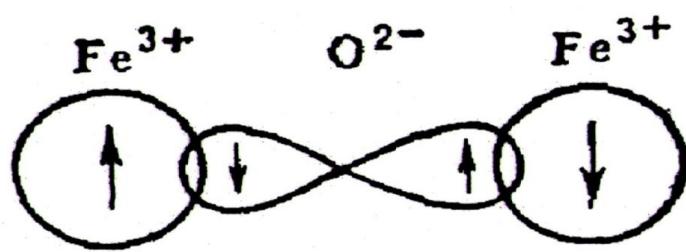
bo'lmaydi (4g-rasm, 15vgde-rasm). Murakkab strukturalar, ularni tashkil etuvchi atomlarning turli tabiatini bilan bog'liq bo'ladi. Shuningdek d - va f - qobiqlardagi kompensatsiyalangan elektronlarning sonlari teng emasligi bilan tushuntiriladi. Bunday magnetiklarda ferromagnit moddalar kabi xossaga ega, chunki ularda spontan magnitlanish bo'lib, panjarachalarning magnit momenti farqi 0 farqli bo'ladi. Bunday moddalar *ferrimagnetik* deyiladi. Bir qator ferrimagnit moddalar 5- jadvalda keltirilgan.

Odatda ferrimagnetikda magnit momentlar antiparallel yo'nalgan. Qoida bo'yicha, bu o'zaro ta'sir bevosita bo'lmasan almashinuv o'zaro ta'sir bo'lib, bunda magnit ionlarnieng to'lqin funksiyalarining to'g'ridan - to'g'ri o'rnini bosishi holati mavjud emas. Diamagnit anionlarning (masalan O^{2-}) to'lqin funksiyalarining o'rnini bosishini hisobga olishi, virtual va qo'zg'algan holatlar orqali almashinuv o'zaro ta'sir imkoniyatiga olib keladi. Asosiy holatda kislorod ionining $2r$ - qobig'i to'lgan hisoblanadi. To'lqin funksiyalarining to'g'ridan - to'g'ri o'rnini bosishiga qaramasdan, almashinuv o'zaro ta'sir mavjud bo'lmaydi.

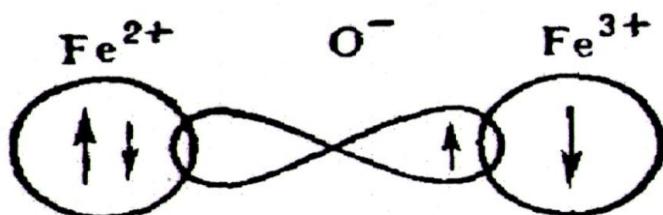
Qo'zg'algan holatda (25-rasm) kislorodning r - elektronlardan biri temir ionining $3d$ - qobig'iga o'tadi. Xund qoidasi bo'yicha, Fe^{+3} ionining yarmiga to'lgan elektronning spinlariga antiparallel bo'lgan elektron o'tib ketadi. $2r$ - qobiqda qolgan elektron, manfiy o'zaro ta'sir hisobidan temirning qo'shni ion elektronlari spinlarini 25 - rasmdagidek yo'naltiradi. Natijada temir kationlari orasida bilvosita almashinuv antiferromagnit o'zaro ta'sir hisoblanadi.



25 – rasm. Temperaturaning kritik qiymati atrofida antiferromagnitning magnit qabul qiluvchanligining temperaturaviy bog'liqligi.



a



b

26 – rasm. $Fe^{+2} - O^- - Fe^{+3}$ sistemada bevosita o‘zaro ta’sirni ifodalovchi sxema.

Bilvosita o‘zaro ta’sirning intensivligi, anion va kationlarning elektron qobiqlarining bir - biriga mos kelishi bilan ortadi. Demak kovaleent aloqa simmetrik bo‘lmagani uchun, qachonki 3 ta o‘zaro ta’sirlashuvchi ionlar bitta to‘g‘ri chiziqda yetmasa, bilvosita o‘zaro ta’sir maksimal qiymatga erishadi. Shuning uchun antiferrimagnetiklarning murakkab strukturalarda spinlarning magnit moment kompensatsiyasi to‘liq bo‘lmaydi. Ferrimagnitlarning magnit singdiruvchanligi oddiy ferromagnitlarning magnit singdiruvchanligidan $\mu = 100 \div 1000$ qiymat bo‘yicha kichik bo‘lsada, ularni texnikada qo’llashda qiziqish uyg‘otadi. O’zining boshqa xossalari(gisterezis, domen struktura, nochiziqlilik) bo‘yicha, ferrimagnetiklar ferromagnetiklarga yaqin hisoblanadi. Lekin ularning magnitlanishi temperatura ortishi bilan monoton kechmaydi. Temperatura Neel temperaturasiga etmasdan, magnitlanish 0 qiymatdan o‘tadi. Ferrimagnetiklarda bir nechta panjarachalarning mavjudligi oddiy ferromagnetiklarga nisbatan, spontan magnitlanishning murakkab temperaturaviy bog‘liqligiga olib keladi(3.11-rasm). Bu turli panjarachalarning spontan magnitlanishning bog‘liqligi o‘zaro farq qilishi mumkin. Yuqorida ta’kidlanganidek, ko’pgina ferromagnetiklar metall hisoblanadi va Fuko uyurmaviy

elektr toklar isrofi sababi, ularni yuqori chastotalarga qo'llash mumkin emas. Shuning uchun hatto «permolla» va temirni elektrotexnik qo'llash, ferromagnetik metallni alohida plastinkalarga bo'lishga to'g'ri keladi.

Ferromagnetik metallarni qo'llash imkoniyati radiochastotalarda yanada murakkablashadi. Qachonki uyurmali toklarda isrofni kamaytirish uchun, mikron o'lchamli va polimer bilan jipslashgan(magnitdielektrik) ferromagnetik zarrachalardan foydalanishga to'g'ri keladi. Lekin bu texnologiya yuqori chastota sohasida uyurmaviy toklarni oldini olishga imkon bermagan. Bu sohada magnit singdiruvchanlik μ qiymati katta bo'lgan materiallar keng qo'llaniladi. Bunday materiallarda kuchli magnetizmni elementar kristall yacheysa darajasida birlashtirishga erishiladi. Ferromagnetik-dielektrik deyarli mavjud emas.

Shunday qilib ferrimagnetiklarning afzalliki shundaki, unda yaxshi magnit xossalari(yuqori magnit singdiruvchanlik, yuqori magnit to'ynish) katta elektr qarshilik bilan uyg'unlashadi. Bu yuqori chastotali texnikada yuqori baholanadi. Bu holatda elektromagnit energiyaning kam isrofi bilan tushuntiriladi. Ferrimagnetiklar oz qismini ferritlardan olingan ferritlarga magnetit $Fe_2O_4 = FeO \cdot Fe_2O_3$ kiradi. Ferroshpinel elementar yacheykasi kubdan iborat bo'lib, bu kub 8 ta $FeO \cdot Fe_2O_3$ modda molekulasidan iborat. Bu mineralda kislородning manfiy ionlari, kubsimon qirrasi markazlashgan panjara hosil qiladi. Bu panjarada har - bir Fe_3O_4 molekulaga temirning bir valentli Fe^{+2} va 2 ta 3 valentli Fe^{+3} ion to'g'ri keladi. 8-jadvaldan ko'rindiki Fe, Fe^{+2} va Fe^{+3} ionlar har-xil sonli kompensatsiyalanmagan spinlarga ega bo'ladi. Panjarachalarning magnit momentlari anti parallel bo'ladi. Shuning uchun temirning uch valentli ionlari magnit momentlari kompensatsiyalanadi va spontan magnitlanish, temirning 2 valentli ionlari magnit momentlari yuzaga keltiradi. Magnetit asosidagi ferritlarda temirning 2 valentli ionlari Fe^{+2} , boshqa metallarning 2 valentli ionlar bilan aralashadi. Masalan Mg^{+2} , Ni^{+2} , Co^{+2} , Cu^{+2} . Shpinel strukturada bunday ferritlarning umumiy formulasi $MeO \cdot Fe_2O_3$ bo'lib, bunda Me - metallning 2

valentli ioni. Metallning 2 valentli ionlari magnit momentlari, ferrimagnitlarning spontan magnitlanishni yuzaga keltiradi. Bir qator ferritlarning(manganetsli, nikelli) juda katta magnit singdiruvchanlikka ega($\mu \approx 1000$). Boshqa ferritlar uchun bu qiymat $\mu \approx 100$ atrofida bo'ladi. Ba'zi ferritlar(qo'rg'oshin, kadmiy) nomagnit modda hisoblanadi.

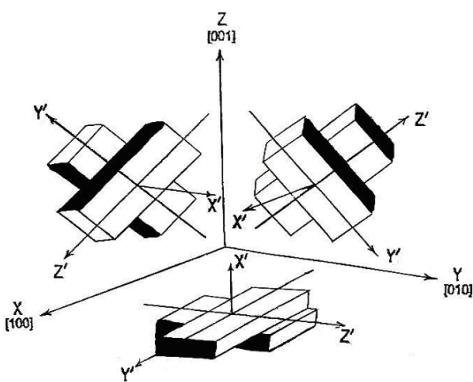
§3.5. Nodir yer elementi asosidagi ferritlar.

Nodir yer elementi(NYE) asosidagi magnit materiallar kata ilmiy va texnika asosdagi qiziqihni uyg'otadi. NYE (lantanoidlar) 3-guruh elementlari(57-71)(*La, Ce, Nd, Sm* va h. k.) hisoblanadi. Ularga o'zining xossalari bilan Sc va Y elementga yaqin bo'ladi. Bu elementlarning qotishmalari va birikmalari o'ziga xos magnit xossalarga ega bo'ladi. Temir(*d*-metall) guruhi magnitlaridan farqli ravishda, lantanoid(*f*-metall)da magnit moment asosan elektronlarning spin xossalari bilan aniqlanadi. Bunda orbital moment qiymati katta bo'lmaydi. NYElarida orbital moment magnit xossaga faol ta'sir etadi. 15 ta NYEdan, 6 tasida(*Gd, Er, Dy, Co, Tu, Tr*)da ferrimagnetizm kuzatiladi, lekin ularda (*Gd* elementdan tashqari) biror temperaturada ferromagnetizm holati antiferromagnetizm holatiga o'tadi. Tuliy elementi uchun, masalan $T=220\text{ K}$ da ferromagnetizm holati antiferromagnetizm holatiga o'tadi. $T=60\text{ K}$ da ferromagnetizm holati paramagnetizm holatiga o'tadi. Gadoliniy(*Gd*)da $T=290\text{ K}$ da ferromagnetizm holati paramagnetizm holatiga o'tadi. 5 ta NYE: *Se, prazeodim, samariy, promitiy, evropiy* - antiferromagnit hisoblanadi. Lantan va lyutisiyning magnit momenti 0 teng bo'ladi. Shunday qilib NYE magnit xossalari murakkab va turli xil bo'ladi.

Tarkibi umumiy formula $R_3M_5O_{12}$ (bunda *R* - NYEining 3 valentli ioni, *M* - Al^{3+} yoki Ga^{3+} ionlari) bilan ifodalanadigan paramagnit granatlar, $Ca_3Al_2(SiO_4)_4$ formulali mineral granatning kristall strukturasiga izomorf hisoblanadi. $R_3M_5O_{12}$ granat-alyuminat faqat, Gd^{3+} iondan boshlanuvchi nodir yer og'ir ionlari (*La³⁺* va *Ce³⁺* tashqari) bilan sintezlanishi mumkin. $R_xY_{3-x}M_5O_{12}$ formula bilan ifodalanadigan, itriy aralashgan – granatlar holida, Y^{3+} ionlari va nodir yer(NY) ionlarini ma'lum

nisbatini tiklash orqali, granat-gallat va alyuminatlarni hamma nodir yer ionlari bilan sintezlashga erishiladi. Bu birikmalar O_h^{10} fazoviy gruppasi bilan ifodalanadigan, kub simmetriyaga ega bo‘ladi. Kristallning elementar yachevkasi 8 ta formulaviy birlik, ya’ni 24 ta Re^{3+} ioni, 40 ta M^{3+} ioni va 96 ta O^{2-} ionidan iborat. Bunday strukturada kislorod O^{2-} ionlar, kubik hajmiy-markazlashgan qobiq hosil qiladi. Panjarada kislorod ionlari, 3 turdagি kristall-grafik o‘rinni hosil qiladi: 6 ta O^{2-} ioni bilan o‘ralgan oktaedrik *a*-joy, 4 ta O^{2-} ioni bilan o‘ralgan tetraedrik *d*-joy, 8 ta O^{2-} ioni bilan o‘ralgan dodekaedrik *s*-joy hisoblanadi. $R_3M_5O_{12}$ elementar yachevkasida Al^{3+} va Ge^{3+} ionlari *a*- va *d*-o‘rinlarda, Y^{3+} va R^{3+} ionlari *s*-o‘rinlarda joylashadi.

Kristallografiya o‘rinlari bo‘yicha, kationlar taqsimoti asosan ularning o’lchamiga bog‘liq. Katta radiusli NY ionlari s - o‘rinni, kichik radiusli(Al^{3+} va Ge^{3+}) ionlar esa, *d* - va *s* - o‘rinni egalashadi. Asosan nodir yer ionlari 6 noekvivalent s - o‘rin bo‘yicha joylashgan. Hamma 6 ta *s* - o‘rin simmetriya o‘qlari, kristall koordinatalar sistemasi z dan tashkil topgan. Bu sistema[100], [010] va [001] o‘qlar atrofida $\pm \frac{\pi}{4}$ burchakka burilgan (27 - rasm). D_2 gruppasi 4 ta bir jinsli keltirilmagan tasavvurlar Γ_i ($i=1,2,3,4$) bo‘yicha almashadi. Bu tasavvurlar $\Gamma_i \times \Gamma_j = \Gamma_j \times \Gamma_i$, $\Gamma_i \times \Gamma_i = \Gamma_1$, $\Gamma_2 \times \Gamma_3 = \Gamma_4$, $\Gamma_2 \times \Gamma_4 = \Gamma_3$ va $\Gamma_3 \times \Gamma_4 = \Gamma_2$ kabi ko‘paytirish qonunlariga bo‘ysunadi. Ixtiyoriy polyar vektor (\vec{A})ning dekart komponentlari ushbu keltirilmagan tasavvurlar bo‘yicha almashadi[1]: $A_z = H_3; A_y = H_2; A_x = H_4;$ bunda $H_n = H(\Gamma_n)$.



27-rasm. Granat strukturasida nodir yer elementi - ionning(s - o‘rin) noekvivalent kristollagrafik pozisiyasi. NE-ionning lokal koordinatalar sistemasining o‘qlari orientatsiyasi shunday tanlanganki, lokal koordinatalar sistemasining X' o‘qlari orientasiyasi, 4-tartib([100], [010] va h.k.) o‘qlari orientasiyasi bilan mos tushadi.

Nodir granat - gallat va granat - alyuminatlarning magnit tabiatini tushunish uchun, bu kristallarda NY ionlarining energetik spektrlarini bilish kerak. Nodir yer ionlari, spin - orbital o‘zaro ta’sirning katta qiymati bilan xarakterlanadi. Ularning $4f$ -elektronlarning orbital L va spin S momentlari uchun Rassel - Saunders yaqinlashishi bajariladi. Bu holatda NY ionining energetik spektri L va S bilan xarakterlanuvchi termga bo‘linadi. Bu termlar Xund qoidasi bilan aniqlanib $(2L+1)(2S+1)$ marta hosil bo‘lgan va qo‘zgalgan termlardan $\sim 10^4 \div 10^5 \text{ sm}^{-1}$ energetik intervalda ajratilgan bo‘ladi[2,4].

Spin - orbital o‘zaro ta’sir termlarni to‘liq burchak momentlarning ma’lum ko‘p qiymatli multipletlarga bo‘linishga olib keladi. Bunda har-bir multiplet $2J+1$ marta ajralib, ularning to‘lqin funksiyalari esa ma’lum bo‘lgan sferik garmoniklar hisoblanadi. Multipletlar ajralib ketishi faqat NY ionining elektron sistemasiga nisbatan Kulon o‘zaro ta’sirning tashqi ta’siri natijasida olib tashlanishi mumkin. Masalan NY ioni asosiy multipletdan I - qo‘zg‘algan holatgacha bo‘lgan energetik interval $\sim 10^3 \text{ sm}^{-1}$ teng bo‘ladi. Granatning kristall panjarasida

kislород ionidan tashkil topgan kristall maydonlar NY ioniga ta'sir etadi. Bu ta'sir almashinuv va dipol - dipol o'zaro ta'sir bilan bir qatorda NY ionlarining multirletlari bo'linib ketishiga olib keladi.

Yuqorida ta'kidlanganidek granat kristalarda NY ionlari, magnit nuqtai - nazaridan erkin va o'zaro ta'sirlashmaydigan deb hisoblanadi. Chunki $R^3 - R^3$ magnitdipol $T \approx 1 K$ temperaturada sezilarli bo'ladi. Shuning uchun NY granat gallatlar va alyuminatlar, temperaturaning keng intervalida paramagnit hisoblanadi. Faqat $T \approx 1 K$ past temperaturada antiferromagnetik holatga o'tadi. Lekin NY birikmalar(gallatlar, ortoalyuminatlar va x.k.) magnetizmida oxirgi vaqtarda faol ishlatila boshlandi. Bunda NY granat magnit qabul qiluvchanligining temperurasiga bog'liqligini ifodalash uchun D_2 past simmetriyali kristall maydon ta'sirini hisobga olish kerak. Bu ta'sir NY ionlarning energetik spektriga ta'sirdir. Bu holatni e'tiborga olish, past temperaturada past simmetriyali kristall maydonda NY ionining magnit xossasining notrivial tartibiga olib keladi. Birinchidan, NY granatning magnit qabul qiluvchanligi anizotropiyasiga, ikkinchidan bir qator NY ionlarning asosiy dubleti g-faktorli yuqori darajada anizotrop hisoblanadi. Uning yagona komponentasi $g_{\perp} \neq 0$ bo'ladi va ion faqat bir yo'nalishda magnitlanadi. Fizika nuqtai - nazaridan, bu - past simmetriyali effekt bo'lib, magnit kristall anizotropianing katta magnit energiyasi – kristall maydon bilan magnit moment o'zaro ta'sir energiyasi NY ioni Re^{3+} magnit momentlarni kristall panjarada ma'lum yo'nalish bo'ylab tartibga soladi(uni "izing" magnetikka aylantiradi). NY kramers ionlari holatida, atrof simmetriyasi va kristall maydonning anik parametrlari NY ionining izing xarakterida katta rol o'ynaydi. Ko'rsatildiki kuchli anizotrop g-faktorli kramers dubletlari, qachonki granatning kristall maydonda bir o'qli komponent asosiy rol uynaydigan bo'ladi. Ya'ni $m=0$ mos hadlar(kristall maydon gamiltonianida):

$$\hat{H} = \sum_i \sum_{m,n} A_n^m \cdot r_i^n \cdot Y_n^m(\theta_i, \psi_i) \quad (3.4)$$

Bunda r_i, θ_i, ψ_i - i - elektron koordinatalari, Y_n^m - sferik funktsiyalar va A_n^m - yoyish koeffisienilari. Bunda kristall maydonda kramers NY ionining ixtiyoriy multipleti, $|J, \pm M\rangle$ to'lqin funksiyali dubletlarga bo'linib ketadi. Bunda bu dubletlar ($M_j = \pm \frac{1}{2}$ tashqari), «izing»li hisoblanadi. Izing o'qi esa, kristall maydon simmetriya o'qi bilan mos keladi. Haqiqatda, $\langle M | \bar{J}_L | M' \rangle$ matritsa elementlari 0 farqli bo'ladi. Buning uchun $|M - M'| = 0$ yoki $|M - M'| = 1$ shart bajarilishi kerak. Shuning uchun hamma nodiogonal matrisa elementlari 0 intiladi. $|M - (-M)| = 2M \neq 1$. Diagonal matritsa elementida faqat \bar{J}_j operatorning matritsa elementi noldan farqli bo'ladi. Bu degani $M \neq \frac{1}{2}$ holda qaraladigan dublet uchun tenzor tug'ma hisoblanadi. Uning yagona komponenti $g_z \neq 0$ bo'ladi. Boshqacha aytganda, kramers dubletlari to'lqin funksiyasi $|J, \pm M_J\rangle$ holatlardan qaysidir biri kattaroq bo'lsa, bu dublet izing hisoblanadi. Bundan tashqari, past simmetriyalı kristall maydon NY ionining magnit qabul qiluvchanligining sezilarli anizotropiyasiga olib keladi. Shuningdek, kristalda turli yo'nunalish bo'ylab $\chi(T)$ bog'liqlikning turli sifatiy xarakterini aniqlaydi. Bir o'qli kristall maydonda kramers ionining asosiy dublet holatlarni qarash mumkin va yuqori temperaturada:

$$\chi_{\perp}^0 = \chi_{zz}^0 = \frac{2g_{J_0}^2 \mu_A^2 N}{3kT} \quad (3.5)$$

Bunda, g_{J_0} - NY ioni uchun asosiy multipleti uchun Lande faktori. Shu bilan bir vaqtida temperaturaning pasayishi bilan z o'qi buylab magnit qabul qiluvchanlik $\frac{1}{T}$ qonun bo'yicha o'sadi va $kT \Delta_l$ sharoitda 2 sathli tizimning magnit qabul qiluvchanligi bilan mos tushadi:

$$\chi_{\perp}^0 = \frac{M_{\perp}^0}{H} \quad (3.6)$$

Bunda: $M_{\perp}^0 = \frac{1}{2} \mu_A \cdot g_{\perp} \cdot N \cdot th \left(\frac{\mu_A g_{\perp} N}{2kT} \right)$. Kristallografning yo‘nalishiga mos keluvchi, «izing» o‘qiga perpendikulyar bo‘lgan ko‘ndalang magnit qabul qiluvchanligi χ_{\perp}^0 , Van-Flek kelib chiqish xususiyatiga ega va temperatura pasayishi bilan, doimiy chegaraga intiladi:

$$\chi_{\perp}^0 = \frac{g_{J_0}^2 \mu_A^2 N}{\Delta_1} \quad (3.7)$$

Magnit qabul qiluvchanlikka bunday hissa tashqi magnit maydon mavjud bo‘lganda, qo‘zg‘algan holatlarning asosiy holatga aralashib ketishi bilan bog‘liqdir. Umuman olganda bu holat kramers dubletning markazi siljishi bilan bog‘liqdir. Granatning kristall maydonidagi NY ionida, asosiy holat 2 ta o‘zaro yaqin singletdan iborat. D_2 simmetriyali pozisiyani egallagan NY ioni uchun «izing» o‘qi oriyentasiyasi, kristall maydon parametrlarning aniq qiymatiga bog‘liq bo‘lmaydi. U ushbu kvazidublel tashkil etuvchi shtark singletning to‘lqin funksiyalari simmetriyasi bilan aniqlanadi. D_2 simmetriya holida «izing» o‘qi orientasiyasi 2-tartibli burilish o‘qlarining biri bilan mos keladi. NY ionining tashqi magnit maydon ta’sirida bo‘linib ketgan kvazidublel energiyasi sathini ushbu ko‘rinishda tasavvur qilish mumkin:

$$E_n^{(\pm)r} = E_n^{(0)r} \pm \frac{1}{2} \Delta_n^{(r)}, \quad \Delta^{(r)} = \sqrt{\Delta_0^2 + (\mu_a H)^2} \quad (3.8)$$

Bunda $\mu_a = 2g_0 \cdot \langle a | \bar{J}_a | b \rangle \cdot \mu_A$ -kvazidubletning magnit momenti; $E_n^{(0)}$ - kvazidubletning «og’irlik markazi»; $|a\rangle, |b\rangle$ - singletlarning to‘lqin funksiyasi; Δ_0 - past simmetriyali kristall maydonda kvazidubletning natijaviy bo‘linib ketishining μ_a parametrlari \bar{J}_a operatorlarning matritsa elementlari qiymatlari bilan aniqlanadi. Bu matrisa elementlari g-tenzor simmetriyasi o‘qi yo‘nalishini ham aniqlaydi. Tb^{3+} va Ho^{3+} ionli granat - gallat va ortoalyuminatlar uchun Δ_0 , g_a parametrlar kristall maydon nazariyasi doirasida hisoblangan. Granat strukturada Tb^{3+} va Ho^{3+} ionlar

odatda, anizotrop g-faktorga ega bo‘ladi. Bu ularning «kvaziizing» xarakterini belgilaydi. Yuqoridagi fikrlardan kelib chiqadiki, agar kvazidublet nokramers NY ionining asosiy holati bo‘lsa va asosiy multipletning qo‘zg‘algan sathchalardan energetik intervalga farq qilsa, NY sistemaning magnitlanishi(past temperaturada):

$$M_{\square} = \frac{1}{2} \mu_A \cdot g_{\square} \cdot \cos \theta \cdot \operatorname{th} \left(\frac{\beta \mu_A g_{\square} N \cdot \cos \theta}{2kT} \right) \quad (3.9)$$

Bunda M_{\square} - H maydon yo‘nalishda magnitlanishi, θ - z o‘qi va maydon orasidagi burchak. Kvazidublet bo‘linib ketishi hisobga olinmaydi. Z o’qiga perpendikulyar bo‘lgan yo‘nalishda, bunday asosiy holatli NY ionlar magnitlanmaydi. Bu bilan ular «izing» tabiatini namoyon qiladi. Past temperaturalarda NY ionli NY granatlarning magnitlanishini hisoblashda, NY granatlarning magnit strukturasini hisobga olish kerak.

NYE asosidagi doimiy magnitlar. Bu ferritlar juda katta magnit anizotropiyasiga egadir(temir guruhiga nisbatan 100 - 1000 marta katta). Bu holat ulardan doim magnit tayyorlashga imkon beradi. RCO turidagi intermetall birikmalar alohida qiziqish uyg‘otadi. Bunda R - NYE. Masalan samariy - kobalt($SmCo$) qotishmaning koertsitiv kuchi 20000 A/m teng. Oddiy ferromagnetizmlarda bu kattalik 10 marta kichik. Bu qotishmalar texnikada doim magnit sifatida qo‘llaniladi. Katta magnit induksiya holatida o‘ta yuqori koertsitivlik, magnit sistemaning o‘lchami va massasini kamaytirishga imkon beradi. Oxirgi yillarda $NdFeB$ qotishma asosidagi magnit qo‘llaniladi. Ular $SmCo$ magnit parametrlaridan ustun hisoblanadi. Lekin rekord magnit - qattiq material sifatidagi monokristall terbiy-kobalt qotishmasi hisoblanadi. Past temperaturalarda $TeSo$ birikmaning koersitivligi, $SmCo$ va $NdFeB$ birikmalarnikidan 5 - 7 marta katta bo‘ladi. Bu shuni ko‘rsatadiki, doimiy magnitlarning xossalari yana yaxshilashning kelajagi bor hisoblanadi.

NY o‘ta yuqori chastotali ferritlar. O‘ta yuqori chastotalarda, ferritlarning shunday xossalari qo‘llaniladiki, ular o‘zaro bog’lanmagan qurilmalar

yaratishda qo'llaniladi. Bu qurilmalar energiya tarqatishning turli yo'nalishlari uchun turli xarakteristikaga ega bo'lgan bu qurilmalar(ventil va tsirkulyatorlar), shuningdek parametrlari tez boshqariladigan, o'ta yuqori chastotali qurilmalar(fazaaylantiruvchi va pereklyuchatellar)dir.

O'ta yuqori chastotalar texnikasida magnit rezonans hodisaside foydalaniladi. Metallar atomlarini mexanik giroskopga o'xshatish mumkin. Bunday giroskoplarda magnit moment ularning aylanish o'qi bo'ylab yo'nalgan. Agar kristallga biror burchak ostida magnit moment yo'naltirilsa(giroskop aylanish o'qiga nisbatan), u holda aylanish o'qi, maydon kuchlanganligi atrofida aylana boshlaydi. Bu hodisa - *presessiya* deb ataladi. Presessiya chastotasi kristall material va maydon kuchlanganligiga bog'liq bo'ladi. Agar kristalda so'nish bo'limganda edi, presessiya chegaralanmagan vaqt davomida davom etardi. Kristall esa energiya isrofi sodir bo'lmaydigan tebranish konturi kabi qaraladi. Lekin energiya isrofi(fonon va strukturaviy defektlarda energiya sochilishi) tufayli pretsessiya kamayadi va magnit moment yo'nalishi magnit maydon yo'nalishi bilan bir - xil bo'lib qoladi. Agar kristalga doimiy magnit maydon bilan birga, o'zgaruvchan(doimiy chastotali) magnit maydon quyilsa, presessiya burchagini oshirish mumkin. Bu burchak o'zining maksimal qiymatiga, qachonki tashqi magnit maydon chastotasi presessiya chastotasi bilan mos tushsa, bu hodisa *giromagnit(yoki ferromagnit) rezonans* deb ataladi.

Giromagnit rezonans hodisasi shunisi bilan qiziqliki, uning chastotasiga mos, kristalda energiya isrofi maksimal bo'ladi. Bu holat yuqori chastotali energiyani selektiv yutilishini ta'minlaydi. Magnit kristall sifati qancha yuqori bo'lsa, energiya yutilish va magnit rezonans kengligi shuncha katta bo'ladi. Temir - ittriy granatni qo'llash orqali, eng zo'r natijaga erishiladi. Bu filtrlarning sifat faktori 10000 gacha etadi. NY ferritlari o'ta yuqori chastotali quvvatni chegaralashda ishlatiladi. O'ta yuqori chastotali texnika uchun monokristall ferritlarning xossalari qiziqarli bo'ladi. Bunda ferromagnitlarning texnik parametrlari rekord qiymatiga erishadi.

Monokristall ferritlar maxsus ustirilgan ferrit kristall bo‘lib, tartiblangan kristall struktura bilan farqlanadi. Monokristall ferritlarning xususiyati, ularning katta solishtirma qarshiligi va yetarlicha yuqori optik shaffoflik hisoblanadi. Bu kerakli xossalari, ularda nafaqat o‘ta yuqori chastotali qurilmalarda, balki magnitooptik qurilmalarda qo‘llash imkonini beradi. Ferritlar xossalari ularning kristall strukturasiga bog‘liqdir. Kristallar kubsimon yoki rombik simmetriyaga ega bo‘ladi. 1-tip(kubsimon) ferrogranatlar tegishli bo‘lib, ularning umumiyl Strukturaviy formula $3Me_2O_3 \cdot 5Fe_2O_3$ ko‘rinishda bo‘ladi. Bunda Me^{+3} - NYE, 2-tip(rombsimon) ortoferrogranatlar tegishli bo‘lib, ularning umumiyl Strukturaviy formula $MeFe\zeta$ ko‘rinishda bo‘lib, bunda Me - NYE –itriy hisoblanadi.

Ferritlarda turli sinfli yengil magnitlanish o‘qlari farqi. Kub simmetriyalı kristallarda oson magnitlanish o‘qi - [111] o‘qidir. Bu kristallarda 4 ta diogonal mavjud bo‘lib, shuning uchun ularda yengil magnitlanishning 4 ta o‘qi bo‘ladi. Romb strukturali kristallarda yengil magnitlanish o‘qi - [001] o‘qi bilan mos keladi. Bunday kristallarda o‘qi bitta bo‘lib, shuning uchun ular – magnit - bir o‘qli deb ataladi. Yuqorida ta’kidlanganidek, monokristall ferritlar nisbatan shaffof bo‘lib, bu xususiyat ularni optik diapozonda qo‘llashga imkon bo‘ladi. Ularning yutish koeffisienti nisbatan kichik bo‘ladi. Qalinligi 1 mm bo‘lgan ortoferrit $1.5\text{-}5\text{ mkm}$ diapozonga mos elektromagnit to‘lqinni 95% o’tkazadi. Qalinligi 30 mkm bo‘lgan plastinka qizil yorug’likni(0.6 mkm) 50% o’tkazadi. Bu qiymatlar faqat mukammal kristallarga ta’lluqlidir. Agar asos materiallar juda toza bo‘lmasa yoki plastinka sifatsiz polirovka qilingan bo‘lsa, u holda uning shaffofligi yanada past bo‘ladi.

Gigant magnitostriktsiya. NY magnit materiaalari juda katta magnitostriktsiya koeffisientiga ega bo‘lishi kerak. Bu holatlar ularni bu yo‘nalishda qo‘llash uchun perspektiv hisoblanadi. Yuqorida ta’kidlanganidek, magnitostriktsiya effekti mazmuni shundaki, agar magnetik tashqi magnit maydonga joylashtirilsa, uning shakli va o‘lchami o‘zgaradi. Bu o‘zgarish sezilarli emas va o‘ddiy ferromagnitlarda bor - yo‘g‘i 0.003% tashkil etadi. Lekin NY metallarda(Tb , Dy)

va ularning bir qator qotishmalarida gigant magnitostriktsiya effekti kashf etildi. *TbDyZn* qotishma uchun uning qiymati 0.5 % tashkil etadi. Yana bir qotishma – terbiy - temir(*TbFe*)- zamonaviy texnikaning eng yaxshi magnitostriktsion materiali hisoblanadi.

3-bob bo‘yicha nazorat savollari.

1. Qanday moddalar ferromagnit hisoblanadi?
2. Ferromagnetizmning tabiatи haqidagi zamonaviy qarashlar qanday?
3. Para - va ferromagnitlarning magnit singdiruvchanliklari qanday farq qiladi?
4. Kyuri nuqtasi deb nimaga aytildi?
5. Qanday ferromagnit moddalar yumshoq magnit deb ataladi?
6. Ferritlar nima?
7. Domenlar nima?
8. Ferromagnetizmning tabiatи haqidagi zamonaviy g‘oyalar qanday?
9. Ferromagnitlarga qanday moddalar kiradi?
10. Ferromagnitdagи qanday harorat Kyuri harorati deyiladi?
11. Gisterezis deb nimaga aytildi?
12. Moddaning qoldiq magnitlanishi nima?

1.Agar ferromagnit Kyuri haroratidan yuqori haroratgacha qizdirilsa, u holda ...

1. ferromagnit xususiyatlarini yo‘qotadi
2. uning magnit xossalari o‘zgarmaydi
3. uning magnit xossalari biroz zaiflashadi
4. uning magnit xossalari ancha yaxshilanadi

2.Ferromagnitlardir-...

1. yuqori magnitli moddalar
2. kuchsiz magnitli moddalar
3. kuchli magnit moddalar va kuchsiz magnit moddalar
4. o‘rta magnit moddalar

3.Tashqi magnit maydonning ta’siri tugagandan so’ng, ferromagnit ... bo‘ladi.

1. magnitsizlangan
2. magnit xususiyatlarini oshiradi
3. magnitlangan holda qoladi
4. javob berish qiyin

4. Kyuri harorati qanday moddalar uchun xos?

1. diamagnetik
2. paramagnetlar
3. ferromagnitlar
4. yuqoridagilarning har biri uchun

5. Bunda nomlari keltirilgan moddalardan qaysi biri magnitga yaxshi tortiladi?

1. polietilen
2. quyma temir
3. yog‘och
4. mis

6. Quyidagi moddalardan qaysi biri magnitga tortilmaydi?

1. temir
2. magnit qotishma
3. kobalt
4. kauchuk

4 - BOB. METALLARNING MAGNIT XOSSALARI VA MAGNETIKLARDA TERMODINAMIK JARAYONLAR.

§4.1. Metallarda o'tkazuvchanlik elektroni magnetizmi.

Metallar boshqa moddalardan elektr o'tkazuvchanlikning qattaroq qiymati bilan ham farqlanadi. Zamonaviy tasavvurlarga ko'ra, metallarda valent elektronlar jamoalashadi va metall panjarada atomdan boshqa atomga erkin harakatlanishi mumkin. Ta'kidlash kerakki, aniq ma'lumotlarga ko'ra elektronlarning jamoalashishi hodisasi barcha qattiq moddalarda amalga oshishi mumkin. Lekin o'ziga xos kvant sharoit natijasida, tashqi maydon, dielektriklarda elektronlar harakati xarakterini o'zgartiraolmaydi. Birinchi yaqinlashishda o'tkazuvchanlik elektronlari xossalarini o'zaro ta'sirlashmaydigan elektronlardan iborat ideal gaz sifatida qarash mumkin. Bu erkin elektronlardan iborat gaz metall ichida uning chegarasida elektr kuchlari ta'sirida ushlab turiladi. Elektronlar metall ichida o'z harakatida erkin bo'lsada, ularning uning tashqarisiga chiqib ketolmaydi. Shunday qilib elektronlar harakati fazoda chegaralangan bo'ladi. Kvant mexanikaning umumiyligi prinsiplariga ko'ra, chegaralangan fazodagi ixtiyoriy harakat kvantlashadi, ya'ni bunday harakatlanuvchi zarralar erkin holatlarda emas, balki diskret kvant sonlar bilan harakatlanuvchi ma'lum holatlarda bo'lishi mumkin.

Metallardagi erkin elektronlar uchun Pauli prinsipi o'rini bo'ladi. Bu prinsipga ko'ra, bitta kvant holatlarda agar uning xarakteristikasiga spin kvant son kiritilmagan bo'lsa, spinlari qarama - qarshi yo'nalgan 2 ta elektronidan ko'p elektronlar joylashaolmaydi. Ko'rindaniki, juda katta sondagi elektronlar holatini kvant sonlar bilan xarakterlash juda katta miqdordagi sonlarni kiritishni talab etadi. Shuning uchun bu masalaga boshqacha qaraladi. Hisoblanadiki, elektronlarning energiya va impulsi uzlusiz o'zgarishi mumkin, lekin biror kvant holatga mos keluvchi impuls o'zgarish intervali aniqlab olinadi. Ko'rindaniki, bu interval atomdagagi energiya sathlari orasidagi masofa kabi Plank doimiysi orqali aniqlanishi kerak. Jismning hajmi qancha katta bo'lsa, metallda elektronlar tabiatini cheksiz fazodagi erkin elektron tabiatiga yaqin bo'ladi. Ya'ni kvant

holatlar orasidagi masofa shunchalik kichik bo‘lishi kerak. Bu quyidagicha tushuntirilishi mumkin: bir kvant holatga mos impuls o’zgarishi intervali quyidagi formula orqali aniqlanadi:

$$dp_x \cdot dp_y \cdot dp_z = \frac{h^3}{V} \quad (4.1)$$

Bunda V - metall hajmi. $p = \sqrt{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2}$ - elektron impulsining absolyut qiymati bo‘lib, impulsning $p \div p + dp$ o‘zgarish sohasida kvant holatlar soni:

$$dg = \frac{V \cdot 4\pi p^2 \cdot dp}{h^3}$$

$p \div p + dp$ intervalga mos kvant holatlar soni ushbu integral bilan aniqlanadi:

$$g = \int_0^p \frac{V}{h^3} \cdot 4\pi p^2 \cdot dp = \frac{4}{3} \pi V \frac{p^3}{h^3} \quad (4.2)$$

Agar metallarda elektronlar energiyasini 0 kvant sathdan hisoblansa, uni to‘liq kinetik energiya sifatida qarash mumkin: $E = \frac{p^2}{2m}$. Bundan $p = \sqrt{2mE}$ kelib chiqadi.

Impulsni energiya orqali ifodalab (4.2) formuladan quyidagini olish mumkin:

$$g = \frac{4}{3} \pi V \frac{(2m)^{3/2} E^{3/2}}{h^3} \quad (4.3)$$

Energiya intervali birligiga mos kvant holatlar soni:

$$\frac{dg}{dE} = 2\pi(2m)^{3/2} E^{1/2} \frac{V}{h^3} \quad (4.4)$$

Spinlari yo‘nalishlari qarama - qarshi bo‘lgan elektronlar hamma past energetik holatlarni juft bo‘lib, qandaydir E_0 energiya bilan to‘ldirishadi. Bu energiya qiymati $E = 0 \div E_0$ intervalga mos kvant holatlarning to‘liq soni $2g$ va metallarda valent elektronlar sonining tenglik shartidan aniqlanadi. (4.3) formuladan:

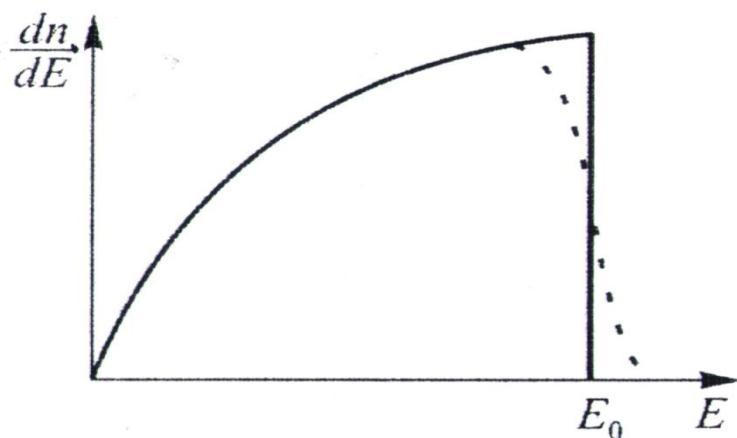
$$\frac{N}{V} = n = 8\pi E_0^{3/2} \frac{(2m)^{3/2}}{3h^3} \quad (4.5)$$

Bunda n - elektronlar konentrasiyasi. $E > E_0$ holatda energiya intervali birligiga mass elektronlar soni:

$$\frac{dn}{dE} = 4\pi E^{1/2} \frac{(2m)^{3/2}}{h^3} \quad (4.6)$$

$E > E_0$ holatda energiya intervali birligiga mass elektronlar soni: $\frac{dn}{dE} = 0$ bo'ladı.

Olingan $\frac{dn}{dE}(E)$ bog'liqlik 28-rasmida tasvirlangan. Ko'rindik energiya sathi bo'yicha bunday taqsimot faqat $T=0$ K temperaturada o'rinli bo'ladı.



28-rasm. Metallarda elektronlarning energiya bo'yicha taqsimot funksiyasi.

Temperatura ko'tarilganda elektronlarning bir qismi yuqoriroq sathli energiya holatiga o'tadi. Agar temperatura yuqori bo'lmasa $kT \ll E_0$ energetik sathlar bo'yicha elektronlar taqsimoti o'zgarishi, E_0 energiya qiymati atrofida kT qiymatli kenglikda sodir bo'ladı. Rasmida bu o'zgarish punktir orqali ko'rsatilgan. Juda yuqori temperaturalarda $kT \gg E_0$ elektronlarning energiya bo'yicha taqsimoti, Maksvell - Bolsman klassik taqsimoti bo'yicha ifodalash mumkin bo'ladı. 28-rasmida tasvirlangan tug'ma holat - gaz holati deb ataladi. E_0 energiya - Fermining chegaraviy energiyasi yoki tug'ma energiyasi deb ataladi. Tug'ma holati sodir bo'lish sharti:

$$kT \ll E_0 \quad (4.7)$$

(4.5) formuladan kelib chiqadiki:

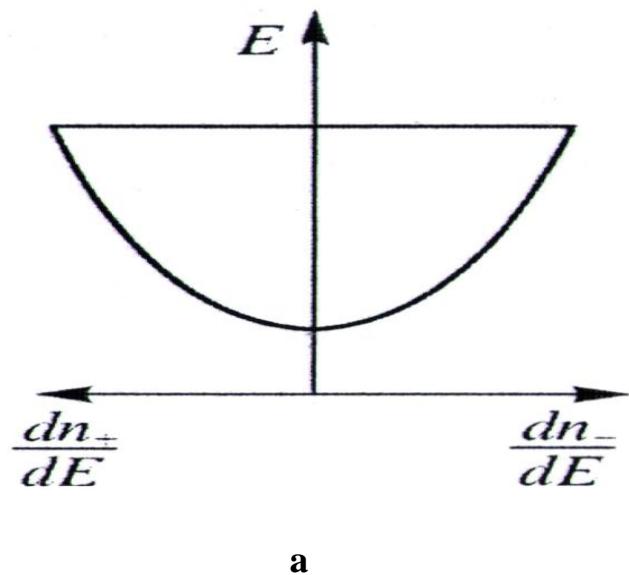
$$E_0 = \frac{h^2}{8m} \left(\frac{3n}{\pi} \right)^{3/2} \quad (4.8)$$

Masalan mis uchun E_0 energiya qiymatini baholash mumkin. Mis bir valentli bo'lib, erkin elektronlar konsentrasiyasi $n \approx 10^{22} m^{-3}$ teng bo'lib, u holda:

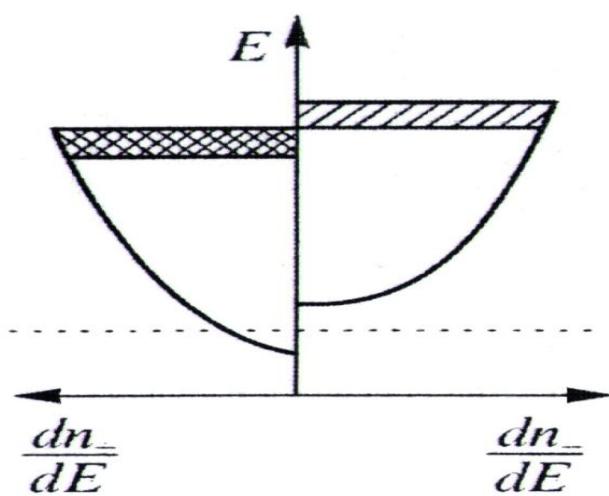
$$E_0 = \frac{h^2}{8m} \left(\frac{3n}{\pi} \right)^{3/2} \cong 1.1 \cdot 10^{-11} J$$

Xona temperaturasida issiqlik harakati energiyasi $kT \approx 4 \cdot 10^{-14} J$ bo'ladi. Faqat $T = 8 \cdot 10^4 K$ temperaturada issiqlik harakati energiyasi $kT \gg E_0$ bo'ladi. Shunday qilib, qattiq jismning mavjudligining hamma sohalarida metallarda elektron gaz «tug'ma» holatida bo'ladi. Metall xossalari eksperimental o'rghanish, xususan past temperaturalarda ularning issiqlik sig'imi va yumshoq rentgen spektrlari chiziqlari shakli ko'rsatadiki, 1- yaqinlashishda yaratilgan erkin elektronlar modeli o'tkazuvchanlik elektronlari xossalari to'g'ri ifodalaydi. Bu 1-navbatda ishqoriy metallarga tegishli bo'ladi. O'tkazuvchantik taqsimot funksiyasining o'ziga xosligi, ularning magnit xossalaringning magnit strelkalari klassik gazi xossalardan sezilarli farqga olib kelishi kerak.

Erkin elektronlar paramagnetizmi. Tashqi magnit maydon mavjud bo'limganda, «tug'ma» elektron gazining summar magnit momenti 0 teng bo'ladi. Chunki har – bir kvant holatda, o'zaro qarama - qarshi 2 ta elektron joylashgan bo'ladi. Tashqi magnit maydon mavjud bo'lganda sodir bo'ladigan o'zgarishlarni grafik holda ifodalash oson bo'ladi. 29 - rasmda tashqi magnit maydon mavjud bo'limganda taqsimot funksiyasi keltirilgan.



a



b

29-rasm. Erkin elektronlarning taqsimot funksiyasi. a – tashqi magnit maydon mavjud bo‘lmagan holda; b – tashqi magnit maydon mavjud bo‘lgan holda.

Tashqi magnit maydon hosil qilinganda, elektron spin yo‘nalishi tashqi magnit maydon kuchlanganligi yo‘nalishiga parallel bo‘lgan elektron energiyasi $\mu_B H$ qiymatga teng energiyaga kamaysa, spin yo‘nalishi tashqi magnit maydon kuchlanganligi yo‘nalishiga antiparallel bo‘lgan elektron energiyasi $\mu_B H$ qiymatga teng energiyaga ortadi. Agar elektronlarning qayta taqsimoti bo‘lmaganda, chegaraviy energiyalar chizmada punktir bilan ifodalangan holatga kelib qolardi. Lekin bunday taqsimot energetik jihatdan

foydasiz bo‘lib, shuning uchun spin yo‘nalishi tashqi magnit maydon kuchlanganligi yo‘nalishiga antiparallel va shtrix sohaga mos holatli bo‘lgan elektronlarning bir qismi, spin yo‘nalishi tashqi magnit maydon kuchlanganligi yo‘nalishiga parallel va tik shtrix sohani egallaydi. Spin yo‘nalishlari o‘zgargan elektronlar konsenrasiyasi Δn orqali belgilagan. Bu qiymat 2.9 - rasmida shtrixlangan maydon bilan aniqlanadi. Hosil qilish mumkin bo‘lgan maydonlarda $\mu_B H \approx E_0$ bo‘lib, shuning uchun ushbu ifoda o‘rinli bo‘ladi:

$$\Delta n = \mu_B H \left(\frac{dn_+}{dE} \right)_{E=E_0}$$

Spin yo‘nalishlari tashqi magnit maydon kuchlanganligi yo‘nalishiga parallel va antiparallel bo‘lgan elektronlar miqdori farqi $2 \cdot \Delta n$ teng bo‘ladi. Birlik hajmda magnit momenti:

$$I = 2 \cdot \Delta n \cdot \mu_B = 2\mu_B^2 H \left(\frac{dn_+}{dE} \right)_{E=E_0} = \mu_B^2 H \left(\frac{dn}{dE} \right)_{E=E_0} \quad (4.9)$$

(4.6) va (4.7) bo‘yicha magnit qabul qiluvchanlik:

$$\chi = 4\pi \left(\frac{\sqrt{2m}}{h} \right)^3 E_0^{1/2} \mu_B^2 \quad (4.10)$$

(4.5) ifodadan foydalanib, quyidagini olish mumkin:

$$\chi = \frac{3}{2} \frac{n}{E_0} \mu_B^2$$

(4.11)

(4.11) formula ideal paramagnetiklar uchun (4.9) formuladan shunisi bilan farq qiladiki, unda maxrajda issiqlik harakati energiyasi kT o‘rniga Fermi chegaraviy energiyasi E_0 bo‘ladi. $kT \approx E_0$ bo‘lishi uchun metallar qabul qiluvchanligi ideal paramagnetiklarnikidan kichik bo‘lishi kerak.

Metallarning 2- asosiy xossasi magnit qabul qiluvchanligining temperaturaga bog‘liq emasligidir. «Tug‘ma» gazlarda esa, taqsimot funksiyasi ham temperaturaga bog‘liq emas. Ta’kidlash kerakki aniqroq hisoblashda taqsimot funksianing temperaturaga bog‘liq bo‘lgan o‘zgarish hisobga olgan holda (4.11)

formulada, temperaturaga bog'liq bo'lgan bitta kichik tuzatma paydo bo'ladi. Erkin elektronlarning magnit xossalari spin paramagnetizmi bilan chegaralanmaydi. Aslida ular diamagnit xossalarga ham ega bo'ladi.

Erkin elektronlar diamagnetizmi. Birinchi qarashda erkin elektr zaryadlarning har kanday sistemasi diamagnetizm xossaga ega bo'lishi kerak. Chunki magnit maydonda, elektromagnit induksiya effekti natijasida, tashqi magnit maydon kuchlanganligiga qarshi yo'nalgan magnit moment hosil qiladigan yopiq toklar hosil bo'ladi. Lekin yanada chuqurroq tahlil qursatadiki, bu toklar so'nadi va muvozanat holatdagi va klassik qonunlar xarakteridagi zaryadlarning ixtiyoriy sistemasining magnit momenti 0 teng bo'ladi. Bu natija V. Leven tomonidan olingan va ixtiyoriy o'zaro ta'siri kuchlari holatida Torletskiy tomonidan umumlashtirilgan.

1930 yilda L. D. Landau ko'rsatadiki, diamagnit moment hatto klassik statistikaga bo'ysunadigan elektron gaz holida ham hosil bo'ladi. Gap shundaki elektronlarning magnit maydonida harakatida, o'ziga xos kvant effekti o'rinali bo'lib, maydonda elektron harakati kvantlashadi. Bu masalaga batafsil qaraladi. «Tug'ma» elektron gazi uchun qabul qiluvchanligini aniqlash matematik jihatdan qiyin hisoblanadi. Shuning uchun, oldin Bolsman taqsimotli elektron gazining qabul qiluvchanligi qaraladi, keyin «tug'ma» ta'siri hisobga olinadi. Qaraladigan holatda statistik summa $O(T, H) = \sum_l g_l e^{-E_l/(kT)}$ ko'rinishni oladi va magnit moment (2.25)

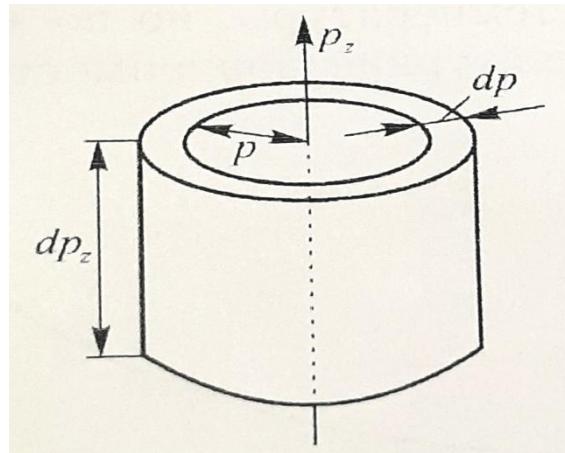
formula bo'yicha hisoblanadi: $M = NkT \frac{d}{dH} O(T, H)$. Magnit maydonda $\nu_H = \frac{eH}{4\pi mc}$ chastota bilan doira bo'ylab harakatlanadi. Aylanma harakatni o'zaro perpendikulyar yo'nalishda tebranadigan 2 ta chiziqli garmonik tebranishlar summasi kabi qarash mumkin. Garmonik tebranma harakatining kvantlashish prinsipi ma'lumdir. Osillyator energiyasi $(l + \frac{1}{2})\hbar\nu_H$ teng bo'lib, bunda l - butun son. Har - bir kvant son l uchun o'zaro tik yo'nalgan 2 ta tebranish mos keladi. O'z navbatida:

$$E_l = 2(l + \frac{1}{2})\hbar\nu_H = 2 \frac{eh}{4\pi mc} H(l + \frac{1}{2}) \quad (4.12)$$

Shunday qilib elektronning harakati energiyasi maydonga perpendikulyar kuantlashadi. Uning harakat energiyasi maydon bo'ylab uzluksiz o'zgaradi va agar maydon z o'qqaga parallel bo'lsa u $\frac{p^2}{2m}$ teng bo'ladi. Elektronlarning to'liq energiyasi:

$$E_l = \frac{p^2}{2m} + 2\mu_B H(l + \frac{1}{2}) \quad (4.13)$$

Endi statistik summani hisoblash uchun p_z impulsning o'zgarishining dp_z interval va l kvant songa mos kuant holatlar sonini aniqlash kerak.



30 – rasm. Impulslar fazosida hajmiy element shakli.

Buning uchun quyidagicha hisoblanadi. Impulslarning fazoda ichki radiusi r bo'lgan halqa ko'rinishda hajm (soha) ajratiladi(30 - rasm). Bu halqaning tekisligi (p_x, p_z) tekislikka hisoblanadi. Demak $p^2 = p_x^2 + p_y^2$ bo'lib, uning qalinligi $-dp$ va balandligi $-dp_z$ hisoblanadi. Halqaning hajmi $2\pi p \cdot dp \cdot dp_z$ teng bo'ladi. Impulslar fazosida halqaning hajmiga mos keluvchi kuant sonlar (4.1) formula bo'yicha: $g = 2V \frac{2\pi p \cdot dp \cdot dp_z}{h^3}$. Halqaning qalinligi dp shunday tanlanadiki, u l ning birlikka o'zgarishiga mos kelishi kerak. Kerakli kattalik ushbu oddiy o'zgarishlardan olinadi:

$$\frac{p^2}{2m} = E - \frac{p_z^2}{2m} = 2\mu_B H(l + \frac{1}{2})$$

Agar $\Delta l=1$ bo'lsa, u holda $p \cdot dp = 2\mu_B H$ bo'lib, bunda kvant kvant holatlar soni:

$$g_l = 2V \frac{eH \cdot dp_z}{ch^2} \quad (4.14)$$

p_x uzluksiz o'zgarishni hisobga olib, p_x bo'yicha statistik summani hisoblashda, integral bilan almashtirish kerak. Natijada:

$$O(H, T) = \sum_{l=0}^{\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} dp_z \frac{2eV}{2h^2 c} e^{\left[\mu_B H(2l+1)/kT + p_z^2/2mT \right]} = \frac{eVH}{h^2 c} \frac{\sqrt{2\pi m k T}}{2s h(\mu_B H / (kT))} \quad (4.15)$$

Bunda birlik hajmda magnit moment:

$$I = NkT \frac{d}{dT} \ln(O(H, T)) = -N\mu_B \left[\operatorname{cth} \frac{\mu_B H}{kT} - \frac{kT}{\mu_B H} \right] \quad (4.16)$$

Ishonch hosil qilish mumkinki, bu natija magnit qabul qiluvchanlikning 0 farq qilishi, magnit maydonda elektronlar qarakatining kvantlashishida o'rini bo'ladi. Haqiqatda, agar chegarada klassik holatga o'tilsa ($h \rightarrow 0$), u holda μ_B qiymat (4.16) formulada $\mu_B \rightarrow 0$ bo'ladi. U holda Van Leven-Terletskiy teoremasi bo'yicha (6.16) formula bo'yicha $I \rightarrow 0$ bo'ladi. Oddiy holatlada $\frac{\mu_B}{kT} \approx 1$ bo'ladi. Shuning uchun (4.16) formulaga kiruvchi $\operatorname{cth} \frac{\mu_B H}{kT}$ kattalikni qatorga yoyish va qatorning I - qadi bilan chegaralanish mumkin. Natijada:

$$\chi_a = -\frac{1}{3} \frac{\mu_B^2 H}{kT} \quad (4.17)$$

Shunday qilib, erkin elektronlar gazi paramagnetik va diamagnetik qabul qiluvchanlikka ega bo'ladi. Lekin (4.17) formula erkin elektronlarning «tug'ma» gaziga tegishlidir (Maksvell - Bolsman klassik taqsimotiga ega). «Tug'ma» gazining diamagnit xossalariini aniqlash uchun foydalanishga urinib ko'riladi. Statistik summa uchun klassik formulaga kvant energiya hisobga olinmasa ham, unda Pauli ta'qiqi e'tiborga olinmaydi. Bu tabiiyki etarlicha yuqori temperaturada energianing ixtiyoriy intervalda, katta sondagi elektronlar egallagan kvant holatlar mavjud bo'ladi.

Past temperaturada hamma kvant holatlar chegaraviy energiya E_0 qiymatgacha egallagan. Shuning uchun, magnit maydon elektronlar taqsimot funksiyasini o‘zgartirilmaydi. Faqat E_0 chegaraviy energiya qiymati atrofida tor polosa kT da, elektronlar faqat kvant holatlarning bir qismini egallaydi. Ularning konsentrasiyasi elektronlarning kontsentrasiyasining kichik qismini tashkil qiladi va kattalik tartibi bo‘yicha ushbu ko‘rinishda baholanadi:

$$n' = n \frac{3kT}{2E_0} \quad (4.18)$$

Agar (4.18) formuladan, «tug‘ma» gazning xossalariini hisoblash uchun foydalanishga qaror qilinsa, u holda unga kiruvchi elektronlar soni $N = n'$ deb hisoblanishi kerak. Bunda n' -tartibi issiqlik harakati energiyasi qiymati tartibidagi energiya kengligiga teng polosaga kiruvchi elektronlar soni. n' uchun olingan ifodani (4.17) formulaga qo‘yilsa:

$$\chi_a = -\frac{1}{2} \frac{\mu_B^2 H}{E_0} \quad (4.19)$$

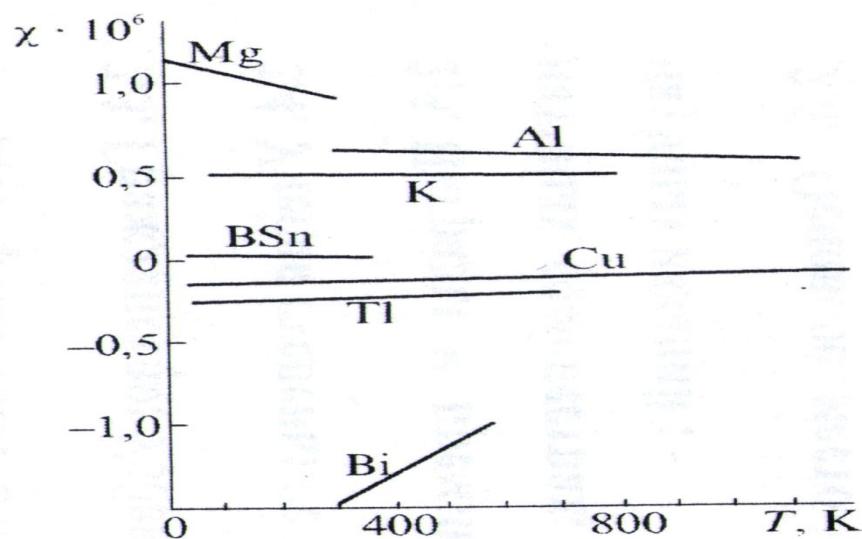
Albatta bu xulosa (4.19) dagi sonli koeffisientlarning to‘g‘riligini kafolatini bermaydi. Lekin Landau tomonidan kilingan yanada aniqroq xulosa ushbu formulaga olib keladi. Shunday qilib, erkin elektronlarning «tug‘ma» gazi temperaturaga bog‘liq paramagnit magnit qabul qiluvchanligidan tashqari (4.11) formula bilan aniqlanuvchi va magnit maydonida oriyentasiyasi bilan bog‘liq bo‘lgandan (4.8) formula bo‘yicha, temperaturaga bog‘liq bo‘lmagan diamagnit magnit qabul qiluvchanligiga ham ega bo‘ladi. (4.11) va (4.17) formulalarni solishtirish shuni ko‘rsatadiki, $\chi_a = \frac{1}{3} \chi_i$ bo‘ladi.

§4.2. Metallarning magnit qabul qiluvchanligini eksperimental aniqlash.

Metallar tabiatda keng tarqalgan. Kimyoviy davriy sistemaning 80 % elementlari metall xossalarga ega. Lekin metall elementlarning katta qismi «o‘tish» elementlariga kiradi va ularning magnit xossalari, to‘ldirilmagan ichki d - yoki f - qobiqlar magnit momentlari bilan bog‘liqdir. To‘lgan ichki qobiqli metallar-oddiy

«o‘tish» bo’lмаган metallar deyiladi. Ularga davriy sistemaning elementlarining 1 - va 2 - guruhining hamma metallari, shuningdek 3 - guruhdan: *Al*, *Ga*, *In*, *Ti*; 4 - guruhdan: *Sn*, *Pb*; 5 - guruhdan: *As*, *Sb*, *Bi*; 6 - guruhdan: *Te*, *Po*- barchasi 29 ta element. Bu metallarda magnit xossalardan elektr o’tkazuvchanlik bilan bog‘liq magnit qabul qiluvchanlik va ionlarning diamagnit bog‘liq magnit qabul qiluvchanlik bilan aniqlanadi.

31-rasmda ba’zi metallarning magnit qabul qiluvchanlikning temperatura bog‘liqligi ko‘rsatilgan. Rasmdan ko‘rinadiki, ularning ko‘pchiligi uchun magnit qabul qiluvchanliknieng kichik qiymati va temperaturaga kuchsiz bog‘liqlik xarakterlidir. Magnit qabul qiluvchanlikning temperaturaga kuchsiz bog‘liqligi, erkin elektronlar uchun ham o‘rinli bo‘ladi. Shunday qilib oddiy, hatto o‘tish metallarning sifatiy tabiatini, erkin elektr modeli xossalariiga mos keladi. Yuqorida keltirilgan nazariya bilan solishtirish shu bilan qiyinlashtirilganki, o‘tkazish elektr magnit qabul qiluvchanlik qiymati va tajribada aniqlanadigan metallarning magnit qabul qiluvchanligining sezilarli qismini, ion oktovaning diamagnit magnit qabul qiluvchanlik tashkil etadi.



31 – rasm. Ba’zi metallarning magnit qabul qiluvchanligining temperaturaviy bog‘liqligi.

16 - jadvalda birinchi 2 ta guruh metallarning atom magnit qabul qiluvchanligi, ularning ionlari atom magnit qabul qiluvchanligi va elektron magnit qabul qiluvchanligining bevosita tajriba ma’lumotlari keltirilgan. Elektron magnit qabul

qiluvchanligini hisoblash uchun, magnit qabul qiluvchanligining additivligidan foydalaniladi:

$$\chi_e = \chi_m - \chi_i \quad (4.20)$$

Bunda χ_m - metallarning o'lchangan molyar magnit qabul qiluvchanligi. Ionli ostova diamagnitizmida tuzatma kiritishning bu usuli, katta sonli valent elektronli elementlarga nisbatan qo'llashda, sezilarli kichik aniqlikka ega. Gap shundaki, aftidan hamma elektronlar o'tkazuvchanlikka ishtirok etmaydi va ion ostov tushunchasi noaniq bo'ladi. Shuning uchun 17 - jadvalda keltirilgan 3 - va 4 - guruh elementlarning elektron magnit qabul qiluvchanligi uchun ma'lum noaniqlik hisoblanadi. 5 - guruhnинг oddiy metallari katta diamagnit magnit qabul qiluvchanlikka ega.

Davriy sistemaning birinchi 2 ta guruh metallarning turli magnit qabul qiluvchanliklar qiymatlari.

16 – jadval.

Metall	$\chi_m \cdot 10^6$	Taxmin qilingan ion	$\chi_e \cdot 10^6$	$\chi_i \cdot 10^6$
<i>Li</i>	18÷25	<i>Li</i> ⁺	1	17÷24
<i>Na</i>	15.6	<i>Na</i> ⁺	6.5	22
<i>K</i>	21.5	<i>K</i> ⁺	14	35
<i>Rb</i>	19.2	<i>Rb</i> ⁺	23	42
<i>Cs</i>	29.9	<i>Cs</i> ⁺	36	66
<i>Cu</i>	-5.4	<i>Cu</i> ⁺	18	12.5
<i>Ag</i>	-21.56	<i>Ag</i> ⁺	34	12.5
<i>Au</i>	-29.59	<i>Au</i> ⁺	40	10.5

<i>Be</i>	-9	<i>Be</i> ⁺	0.4	-9.4
<i>Mg</i>	6	<i>Mg</i> ⁺	2.9	9
<i>Ca</i>	44	<i>Ca</i> ⁺	10.4	54.5
<i>Zn</i>	-10	<i>Zn</i> ⁺	13	3
<i>Sr</i>	92	<i>Sr</i> ⁺	20	112
<i>Cd</i>	-20	<i>Cd</i> ⁺	27	7
<i>Hg</i>	-33.3	<i>Hg</i> ⁺	40.6	7

Davriy sistemaning 3- va 4 - guruh elementlarning elektron magnit qabul qiluvchanligi.

17 – jadval.

Metall	$\chi_m \cdot 10^6$	Taxmin qilingan ion	$\chi_e \cdot 10^6$	$\chi_i \cdot 10^6$
<i>Al</i>	16.7	<i>Al</i> ³⁺	2.5	19
<i>In</i>	-12.6	<i>In</i> ³⁺	32	21
<i>aTl</i>	-44.0	<i>Tl</i> ³⁺	48	4
<i>Sn(ok)</i>	4.4	<i>Sn</i> ⁴⁺	28	32
<i>Pb</i>	-24.9	<i>Pb</i> ⁴⁺	42	19

Bi uchun $\chi_m = -107 \cdot 10^{-6}$ va *As* uchun $\chi_m = -55 \cdot 10^{-6}$. Aftidan bu metallarda valent elektronlarning oz qismi o‘tkazuvchanlikda ishtirok etadi. Shuning uchun, ion oktova magnit qabul qiluvchanligi uchun tuzatma kiritish bunda mumkin emas. 16- va 17 - jadvaldan ko‘rinadiki, 1 - 4-guruhning hamma

oddiy metallari (*Be* dan tashqari) uchun $\chi_m > 0$ bo‘ladi. Bu erkin elektronlar nazariyasi bilan mos tushadi. Bu nazariya bo‘yicha elektronlar uchun $\chi_m = \frac{1}{3} > \chi_i$ bo‘ladi. Erkin elektronlar nazariyasi bilan miqdoriy solishtirish, faqat birinchi 2 ta guruh elementlari uchun ma’noga ega bo‘ladi. Lekin ular uchun ham eksperiment natijalari, nazariy hisoblash natijalari bilan 1-tartib bo‘yicha mos keladi. 1-guruh metallari elektron magnit qabul qiluvchilarining eksperimental qiymatlari, erkin elektron nazariyasi bo‘yicha hisoblangan magnit qabul qiluvchanlikning qiymatidan sezilarli katta bo‘ladi. Masalan kaliy uchun $\chi_n = 17 \cdot 10^{-6}$ va $\chi_e = 35 \cdot 10^{-6}$, mis uchun $\chi_n = 5 \cdot 10^{-6}$ va $\chi_e = 12 \cdot 10^{-6}$ teng.

Erkin elektronlar modelining sezilarli kamchiligi elektron - kristall panjara o‘zaro ta’siri hisobga olinmasligidir. 1-yaqinlashishda elektronning massasini qandaydir «effektiv» m_e massaga almashtirib, uning kristall panjara bilan o‘zaro ta’sirini hisobga olish mumkin. Bunda (6.11) va (6.18) formulada E qiymati o‘zgaradi.

$$E_0 = \frac{\hbar^2}{2m_e} \left(\frac{3n}{8\pi} \right)^{3/2} \frac{eh}{4\pi m_e c} \quad (4.21)$$

μ_B qiymat (4.11) formulada o‘zgarmaydi, chunki u elektronning xususiy spin momentini ifodalaydi. Elektronning spin momenti uning atrof-muhit bilan o‘zaro ta’siriga bog‘liq emas. Bunga qarshi ravishda (4.18) formulada μ_B qiymati ushbu ko’rinishda aniqlanadi.

$$\chi_m = \frac{eh}{4\pi m_e c} \quad (4.22)$$

(4.11) va (4.18) formulalarni kombinasiyalab, ko‘rsatilgan o‘zgarishlarni e’tiborga olib, elektronning magnit qabul qiluvchanlikning qiymati (gramm-atom):

$$\chi_m = \chi_i + \chi_a = 4 \left(\frac{\pi}{3} \right)^{2/3} V_a \frac{\mu_B n^{1/3} m}{h^2} \left[3 \frac{m_e}{m} - \frac{m}{m_e} \right] \quad (4.23)$$

(4.20) formula effektiv massaning tanlash hisobidan eksperimentga mos hisoblash ma’lumotlarini keltirishga imkon beradi. Xususan, u vismut va berilliy kuzatiladigan

elektron o'tkazuvchanlikning manfiy magnit qabul qiluvchanlik mavjudligini tushuntiradi. Lekin elektron-kristall panjara o'zaro ta'sirini hisoblashning bunday sodda usulida, nazariy natijalar ishqoriy metallar uchun eksperiment natijalar bilan sonli mos keladi. Qolgan metallarda nazariya sohasiga mos kelmaydigan bir qator hodisalar mavjud. Ko'pchilik metallarda katta bo'lmasa ham, nazariy jixatdan magnit qabul qiluvchanlikning temperaturaga bog'liqligi mavjud. Past temperaturalarda magnit qabul qiluvchanlikning maydon kuchlanganligiga bog'liqligi kuzatiladi. Juda past $T=1K$ temperaturalarda bir qator metallarda magnit qabul qiluvchanlikning maydonga nisbatan o'ziga xos davriy bog'liqligi hosil bo'ladi. Bu holat birinchi marta 1930 yilda *de-Xaas* va *vann Alfen* tomonidan, monokristall vismutda kuzatilgan. *B. I. Virkin, B. G. Lazarev* va *D. Shenberg* tomonidan olib borilgan keng tadqiqotlar shuni ko'rsatadiki, bu hodisa oddiy metallarning yarmidan ko'vida kuzatilgan. Bu 1 - guruh metallarda va 2 - guruh (katta hajmli atom) metallarda kuzatilmaydi. *L. D. Landau* tadqiqotlari ko'rsatadiki, magnit qabul qiluvchanlikning ossilyasiyasi erkin elektronlar mavjudligi bilan tushuntiriladi. Eksperiment natijalarini erkin elektronlar modeli bilan solishtirishga urinishlar murakkabrok modellar bilan ham, kichik konsentrasiyalı va kichik effektiv massali elektronlar guruhi mavjudligini olib keladi.

O'tish metallari magnit xossalari. O'tish metallarning magnit xossalari asosan to'Imagan d - va f - qobiqlarning magnit momenti bilan aniqlanadi. To'Imagan qobiqlarning magnit momentining mavjudligi shunga olib keladiki, hamma o'tish metallar paramagnet bo'lib, ularning magnit qabul qiluvchanligi esa, oddiy metallarnikiga nisbatan katta va temperaturaga kuchli boglangan bo'ladi.

Metallarda magnit momentlari bir - biriga o'zaro yaqinki, ularning o'zaro ta'sirni hisobga olish kerak. Shuning uchun o'tish metallar paramagnit tuzlari xossalalardan farqli ravishda, o'tish metallar uchun Kyurining oddiy qonuni ishlamaydi. Bu holda hech bo'Imaganda 3 ta o'zaro ta'sir hisobga olinadi: to'Imagan qobiq elektronlari o'zaro ta'siri, magnit o'zaro ta'sir va o'tkazuvchanlik elektronlari o'zaro ta'siri. O'zaro ta'sirning 1- ko'rinishi, ayrim holatda, tashqi

magnit maydoni mavjud bo‘lmaganda magnit momentlarning o‘zaro tartiblanishiga olib keladi. Ya’ni ferromagnetizm yoki antiferromagnetizm vujudga keladi. O’tkazuvchanlik elektronlaoaro bilan o‘zaro ta’sir temperaturaga bog‘liqlikning murakkablashishi bilan shunga olib keladiki, metallda to‘limgan qobiq magnit momenti izolyasiyalangan atomning magnit momentidan farq qiladi.

O‘tish metallarning magnit xossalarning yaxshi ishlab chiqilgan nazariyasi mavjud emas. Shuning uchun bir qator eksperiment ma’lumotlar bilan chegaralaniladi. Xona temperaturada o‘tish momentlarning magnit qabul qiluvchanligi absolyut qiymati, oddiy metallarnikidan ~ 20 tagacha marta katta bo‘ladi. Masalan, *Ti* uchun: $\chi_m = 1.5 \cdot 10^{-4}$, *B* uchun: $\chi_m = 2.3 \cdot 10^{-4}$, *Mn* uchun: $\chi_m = 5.3 \cdot 10^{-4}$, *Pd* uchun: $\chi_m = 5.8 \cdot 10^{-4}$ teng bo‘ladi. Bir qator NYElarida magnit qabul qiluvchanlikning qiymati juda katta bo‘ladi. Masalan *Dy* uchun: $\chi_m = 115 \cdot 10^{-3}$. Lekin bir qator o‘tish metallarda bu qiymat yetarlicha katta emas. *Os* uchun: $\chi_m = 7.6 \cdot 10^{-6}$, *Ir* uchun: $\chi_m = 25 \cdot 10^{-6}$ teng.

O‘tish metallarning temperaturaga bog‘liqligi juda xilma - xildir. Faqat ulardan 5 tasi temperaturaning chegaralangan intervalida *Kyuri* – *Veys* qonuniga bo‘ysunadi. Ularning xarakterli parametrlari 18-jadvalda keltirilgan $\chi_m = \frac{C}{T-\Theta}$. *Ce*, *Pr* va *Nd* kabi NY metallarining magnit momentlari qiymatlari $Ce^{3+}, Pr^{3+}, Nd^{3+}$ ionlarning mos qiymatlari bilan mos keladi. *Pd* va *Pt* holida momentlarning olingan qiymatlari ionlar uchun ehtimoliy qiymatlardan farq qiladi. Bundan ko‘rinadiki, o’tkazuvchanlik elektronlari o‘zaro ta’siri oshirib ko‘rsatilgan.

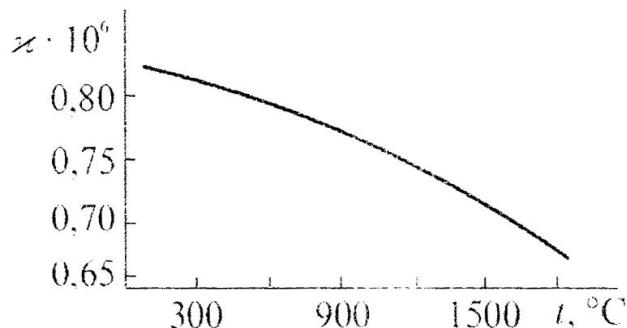
Ba’zi metallarning xarakterli parametrlari.

18-jadval.

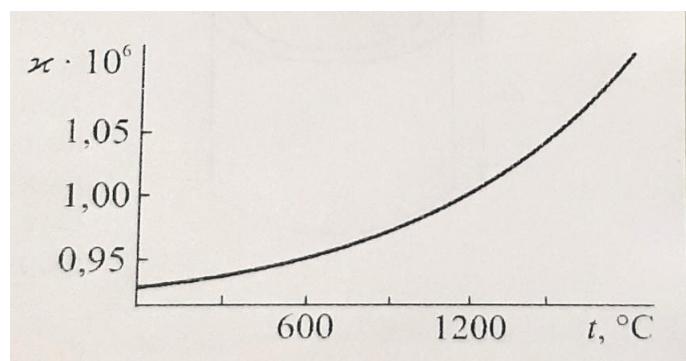
Metall	μ	Θ	Temperatura intervali, $^{\circ}C$
<i>Pd</i>	1.73	227	-180÷1000
<i>Pt</i>	$1.63 \div 1.7$	1300	-30÷350

<i>Ce</i>	2.5	0	0÷500
<i>Pr</i>	3.6	0	0÷500
<i>Nd</i>	3.65	0	0÷500

Vanadiy, niobiy, tantal va boshqa ba'zi elementlarda temperaturaning o'sishi bilan magnit qabul qiluvchanlik qiymatining kamayishi kuzatiladi. Lekin bu o'zgarish *Kyuri-Veys* qonunidan farqli ravishda sodir bo'ladi. O'tish elementlarining taxminan yarmida(NYEElari hisobga olinmaganda), temperatura ortishi bilan magnit qabul qiluvchanlikning ortishi kuzatiladi(32- va 33-rasm). Temperaturaviy bog'liqlikning bunday xarakteri antiferromagnit tartiblanishning mavjudligi bog'liqligi bilan tushuntirish mumkin.



32-rasm. Molibden(Mo) elementining magnit qabul qiluvchanligining temperaturaviy bog'liqligi.



33-rasm. Tantal(Ta) elementining magnit qabul qiluvchanligining temperaturaviy bog'liqligi.

4.3. Ideal magnetiklar uchun termodinamik qonuniyatlar.

Magnetiklarda termodinamik jarayonlar fonida magnit hodisalarni o‘rganishda, moddaning makroskopik kattaliklari nuqtai-nazardan qaraladi. Bunda ba’zi ma’lumotlar va termodinamik ifodalardan foydalilanildi. Elektrodinamikadan ma’lumki, tashqi magnit maydonda joylashgan moddaning birlik hajmiga mos elektromagnit energiyaning o‘zgarishi:

$$dW_H = \frac{1}{4\pi} (H \cdot dB) \quad (4.24)$$

$B = H + 4\pi I$ bo‘lgani uchun:

$$dW_H = \frac{1}{4\pi} H \cdot dH + H \cdot dI \quad (4.25)$$

Bunda I - birlik hajmga mos magnit momenti bo‘lib, u N - funksiyaning ixtiyoriy funksiyasi bo‘lishi mumkin. Lekin bunda u N -funksiyaning bir-xil funksiyasi deb hisoblanadi. Bundan tashqari moddani moddani izotrop ($H \uparrow\uparrow I$) deb hisoblash mumkin. Anizotropiyani hisobga olish, bir qator tegishli ifodalarni murakkablashtiradi, lekin ularning mazmunini sezilarli o‘zgartirmaydi. (4.25) ifodaning 1- hadi magnit maydonning vakuumdagи energiyasini ifodalaydi. Shuning uchun moddaning magnitlanishga sarflanadigan ishni hisoblashda, 1 - had e’tiborga olinmasligi mumkin. Hajmi V va temperaturasi T bo‘lgan moddani, bir jinsli magnit maydonida H qaraladi. Uning magnit momenti $M = \int I \cdot dV$. Moddaning izotrop $H \uparrow\uparrow I$ ligidan modda magnit maydonning bajargan ishi shartli ravishda musbat yoki manfiy bo‘lishi mumkin. Bunda ushbu ish 2 qismdan iborat buladi.

$$dA' = P \cdot dV ; \quad dA'' = H \cdot dM \quad (4.26)$$

Bunda, dA' - modda hajmining o‘zgarishi bilan bog‘liq ish, dA'' - modda magnitlanishining o‘zgarishi bilan bog‘liq ish. Shunday qilib, ishning to‘liq elementi:

$$dA = P \cdot dV - H \cdot dM \quad (4.27)$$

Termodinamikaning 1-qonuni quyidagricha ifodalanadi.

$$dQ = dU + dA = dU + P \cdot dV - H \cdot dM \quad (4.28)$$

Bunda dQ - jismga uzatilgan issiqlik miqdori, dU -moddaning ichki energiyasi o‘zgarishi. Agar modda uchun $U=U(T,V,H)$ -holatning kalorik tenglamasi, $P=P(T,V,H)$ - holatning termik tenglamasi va $M=M(T,V,H)$ - holatning magnit tenglamasi aniqlansa nazariya masalasi to‘liq echiladi. U,P,M,T,V va H kattaliklardan qaysi 3 tasi mustaqil o‘zgaruvchanligi, hal qilinadigan masalaning shartiga bog‘liq. Yuqorida keltirilgan tanlov faqat xususiy qol hisoblanadi. Ta’kidlash kerakki, termodinamika qonunlaridan bevosita holat tenglamalari ko‘rinishini keltirib chiqarish mumkin emas. Buning uchun qo‘sishimcha mulohazalar talab qilinadi. Magnit hodisalarni o‘rganishda termodinamik qarashlardan 1-marta Lanjevan tomonidan amalga oshirilgan. Termodinamikaning 2 - qonuni bo‘yicha:

$$dS = \frac{dQ}{T} = \frac{dU + dA}{T} = \frac{dU + p \cdot dV}{T} - \frac{H}{T} dM \quad (4.29)$$

Bu tenglama to‘liq differensial hisoblanadi. Lanjevan hisobladiki, faqat dS emas balki (2.5) formulaga kiruvchi hadlar $dS' = \frac{dU + p \cdot dV}{T}$ va $dS'' = -\frac{H}{T} dM$ ham to‘liq differentsiyal hisoblanadi. Unda to‘liq differensial dM holida koeffisiyent faqat M kattalik funktsiyasi bo‘lishi kerak.

$$\frac{H}{T} = f(M) \text{ yoki } M = f\left(\frac{H}{T}\right) \quad (4.30)$$

Boshqacha aytganda magnitlanish qat’iy ravishda, magnit maydon kuchlanganligining temperaturaga nisbati bilan aniqlanadi. Kuchsiz magnit maydonlarda $M \sim H$ va $I = \chi H$. Shuningdek:

$$\chi = \frac{C}{T} \quad (4.31)$$

Ya’ni moddaning magnit singdiruvchanligi qiymati uning temperaturasiga teskari proporsional hisoblanadi. Bunday moddalar tabiatda mavjuddir. (2.7) ifoda birinchi marta Kyuri tomonidan aniqlangan va bu ifoda *Kyuri qonuni* deb ataladi. (2.6) va (2.7) ifodalar bilan magnit xossalari aniqlanadigan modda – ideal paramagnatik hisoblanadi. Albatta bu formulalar hamma hollarda ham to‘g‘ri

hisoblanmaydi. E'tibor bilan tadqiq qilinganda, holatlari ushbu formulalar bilan aniqlanadigan jismlar uchun ham, oxirgi formulalar taqriban to‘g‘ri hisoblanadi. Ideal paramagnetiklarning xossalarining, real paramagnetiklarning xossalariga munosabati ideal gazlarning xossalarining real gazlarning xossalariga munosabati kabi aniqlanadi. Bu holat yuqorida keltirilgan oraliq taxminlarga mazmunan qarashda ko‘rinadi. Agar $dS' = \frac{dU + p \cdot dV}{T}$ ifoda to‘liq differensial bo’lsa, u holda moddaning ichki energiyasi va bosimi magnitlanishga bog‘liq bo’lmaydi. Holat tenglamasi:

$$U = U(T, V); P = P(T, V) \text{ va } M = f\left(\frac{H}{T}\right) \quad (4.32)$$

Moddaning ichki energiyasi magnitlanishga bog‘liq bo’lmasani uchun, atom magnit momentlari orasidagi o‘zaro ta’sir etiborga olinmasligi mumkin.

Magneto-termik va magneto-kolorik munosabat. Ta’kidlanganidek qo‘sishimcha taxminlarsiz termodinamika holat tenglamasining ko‘rinishini ifodalay ololmaydi. Lekin u kattaliklar orasidagi bir qator foydali bog‘liqliklarni ko‘rsatishi mumkin. Bu afzalliklarning afzalliklari shundaki, ular biror-bir chegarolovchi taxminlar bilan bog‘liq emas. Termodinamik hodisalarni qarashda termodinamik potentsial deb ataladigan tushunchalardan keng foydalilanadi. Tashqi magnit maydon mavjud bo’lmasa, ularning ba’zilari quyidagicha aniqlanadi.

Ichki energiya: $dU = TdS - p \cdot dV; U = U(T, S).$

Erkin energiya: $F = U - TS; dF = -SdT - p \cdot dV; F = F(V, T).$

Termodinamik potentsial: $\Phi = U - TS + pV; d\Phi = -SdT + V \cdot dp; \Phi = \Phi(V, T).$

Tashqi magnit maydon mavjud bo’lganda:

$$dU = TdS - p \cdot dV + H \cdot dM \quad (4.33)$$

pV ko‘paytmaning analogi MH ko‘paytma hisoblanadi. Shundan kelib chiqib tashqi magnit maydon mavjud bo’lganda termodinamik potentsial:

$$\Phi = U - TS + HM; d\Phi = -SdT + V \cdot dp - M \cdot dH \quad (4.34)$$

Φ - holat funksiya va $d\Phi$ - to‘liq differensial bo‘lgani uchun:

$$S = - \left(\frac{\partial \Phi}{\partial T} \right)_{pH}; \quad V = - \left(\frac{\partial \Phi}{\partial p} \right)_{TH}; \quad M = - \left(\frac{\partial \Phi}{\partial M} \right)_{Tp} \quad (4.35)$$

(2.11) ifodani differensiallab hosilalarni bog‘lovchi tenglamalarni tuzish mumkin.

Masalan:

$$\left(\frac{\partial V}{\partial H} \right)_{pT} = \frac{\partial}{\partial I} \left(\frac{\partial \hat{O}}{\partial \delta} \right); \quad \left(\frac{\partial M}{\partial p} \right)_{TH} = - \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{\partial \hat{O}}{\partial H} \right) \quad (4.36)$$

Bundan: $\left(\frac{\partial V}{\partial H} \right)_{pT} = - \left(\frac{\partial M}{\partial p} \right)_{TH}$.

Xuddi shunday holda, boshqa ifodalar ham aniqlanadi.

$$\left(\frac{\partial V}{\partial H} \right)_{pT} = - \left(\frac{\partial M}{\partial \delta} \right)_{TH}; \quad \left(\frac{\partial S}{\partial p} \right)_{TH} = - \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_{pH}; \quad \left(\frac{\partial S}{\partial H} \right)_{Tp} = - \left(\frac{\partial M}{\partial T} \right)_{pH} \quad (4.37)$$

Magnetikning issiqlik sig‘imi. Ma’lumki tashqi magnit maydon mavjud bo‘lmaganda moddaning ikki turdagiligi issiqlik sig‘imi farqlanadi: doimiy hajm holida issiqlik sig‘imi C_V va doimiy bosim holida issiqlik sig‘imi C_p . C_p kattalik qiymati C_V kattalik qiymatidan doim katta bo‘ladi. Chunki doimiy bosim ostida moddani qizdirishda uzatilgan issiqlik miqdori nafaqat ichki energiyani oshirishga, balki moddaga ta’sir etuvchi tashqi kuchlarga qarshi sarflanadi. Tashqi magnit maydon mavjud bo‘lganda, moddaning magnit momenti M va tashqi magnit maydon kuchlanganligi H kabi kattaliklar paydo bo‘ladi. Natijada agar tajriba amalga oshirilsa (masalan, $p=const$), C_p va C_V turdagiligi issiqlik sig‘imini ajrata olish kerak. Doimiy magnitlanish va doimiy bosim holatida kechadigan jarayon holida issiqlik sig‘imini quyidagicha ifodalanadi:

$$C_{pM} = \lim_{\Delta T \rightarrow 0} \left(\frac{\Delta Q}{\Delta T} \right)_{pM} = T \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_{pM} \quad (4.38)$$

Doimiy tashqi magnit maydon kuchlanganligi va doimiy bosim holatida issiqlik sig‘imini quyidagicha ifodalanadi:

$$C_{pH} = \lim_{\Delta T \rightarrow 0} \left(\frac{\Delta Q}{\Delta T} \right)_{pH} = T \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_{pH} \quad (4.39)$$

Ko‘rinadiki ulardan birinchisi C_{pM} tashqi magnit maydon mavjud bo‘lmagan holdagi issiqlik sig‘imidan farq qilmaydi. Ya’ni $dA'' = -H \cdot dH = 0$ bo‘ladi. Ikkinchi holatda issiqlik miqdorining bir qismi, magnitlanishga sarf bo‘lgan ishga aylanadi $dA'' \neq 0$. C_{pM} va C_{pH} kattaliklarning nisbati tashqi magnit maydon mavjud bo‘lmagan holdagi C_p va C_v kattaliklarning nisbatiga o‘xshash bo‘ladi. C_{pM} va C_{pH} kattaliklarni hisoblashda r, T, N o‘zgaruvchilar mustaqil bo‘lib, entropiya esa murakkab funksiya bo‘lib qoladi: $S=S[T, p, M(p, T, H)]$.

$$\left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_{Hp} = \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_{pM} + \left(\frac{\partial S}{\partial M} \right)_{pT} \left(\frac{\partial M}{\partial T} \right)_{pH}; \quad \left(\frac{\partial S}{\partial M} \right)_{pT} = \left(\frac{\partial S}{\partial H} \right)_{pT} \left(\frac{\partial H}{\partial M} \right)_{pT} \quad (4.40)$$

(4.40) ifodaga asosan:

$$\left(\frac{\partial S}{\partial H} \right)_{pT} = \left(\frac{\partial M}{\partial T} \right)_{pH} \quad (4.41)$$

Bundan:

$$C_{pH} - C_{pM} = T \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_{pH} - T \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_{pM} = T \left(\frac{\partial M}{\partial T} \right)_{pH}^2 \left(\frac{\partial H}{\partial M} \right)_{pT} \quad (4.42)$$

$\left(\frac{\partial H}{\partial M} \right)_{pT} > 0$ holatda ko‘pgina moddalar uchun $C_{pH} - C_{pM} > 0$ bo‘ladi. Faqat $\left(\frac{\partial H}{\partial M} \right)_{pT} = 0$ holatda ko‘pgina moddalar uchun $C_{pH} - C_{pM} = 0$ bo‘ladi.

Ba’zi magnetiklarning termodinamik tabiatini xossalari. Bunda klassik diamagnetik xossalari qaraladi. Bunda $M = -aH$ va $a = const$ bo‘lib, uning qiymati modda temperaturasi va bosimiga bog‘liq emas. Moddaning magnitlanishida uning ichki energiyasi o‘zgarishi:

$$dU' = H \cdot dM = H \cdot d(-aH) = -aH \cdot da = M \cdot dH = -dA'' \quad (4.43)$$

Agar $dV=0$ va $dU=dU'$ bo‘lsa, u holda:

$$dQ = dU + p \cdot dV - H \cdot dM = M \cdot dH - H \cdot dM = 0 \quad (4.44)$$

Ya’ni klassik diamagnetik magnitlanishida tashqi manbalarsiz muddaning magnitlanish ishi uning ichki energiyasi hisobidan sodir bo’ladi. Magnitlanish jarayoni bir vaqtda adiabatik va izotermik hisoblanadi. Umumiy holda izotermik jarayon holati to‘g‘ri hisoblanmaydi. Agar magnitlanish jarayoni doimiy temperaturada sodir bo’lsa, issiqlikning ajralish yoki yutilishi sodir bo’ladi. Ya’ni entropiyaning o‘zgarishi sodir bo’ladi. Agar magnitlanish jarayoni adiabatik holda sodir bo’lsa $\Delta S = 0$, muddaning temperaturasi o‘zgaradi. Adiabatik jarayonda:

$$dS = \frac{dQ}{dT} = 0$$

Bunda T , r va H kattaliklar mustaqil hisoblanadi. $S=S(p,T,H)$ bo’lib, dS – to‘liq differensial bo‘lishi uchun:

$$dS = \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_{pH} \cdot dT + \left(\frac{\partial S}{\partial p} \right)_{HT} \cdot dp + \left(\frac{\partial S}{\partial H} \right)_{pT} \cdot dH = 0 \quad (4.45)$$

(2.12) va (2.14) ifodalardan foydalanib:

$$C_{pH} \frac{\partial T}{T} - \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_{HT} \cdot dp + \left(\frac{\partial M}{\partial T} \right)_{pT} \cdot dH = 0 \quad (4.46)$$

Doimiy bosim holatidagi jarayon uchun:

$$\left(\frac{\partial T}{\partial H} \right)_{Sp} = \frac{T(\partial M / \partial T)_{pH}}{C_{pH}} \quad (4.47)$$

Klassik diamagnetiklar uchun: $\left(\frac{\partial M}{\partial T} \right)_{pH} = 0$ va $\left(\frac{\partial T}{\partial H} \right)_{Sp} = 0$. Paramagnetik muddalar uchun: $\left(\frac{\partial M}{\partial T} \right)_{pH} < 0$ va $\left(\frac{\partial T}{\partial H} \right)_{Sp} > 0$. Ya’ni issiqlik uzatmasdan ham magnitlanuvchi paramagnetiklarda temperaturaning ko‘tarilishi, magnitsizlanishda esa paramagnetiklar temperaturasining pasayishi kuzatilgan. Oxirgi effekt – adiabatik magnitsizlanishda temperaturaning pasayishi effektidan past temperaturalarni $10^{-2} - 10^{-3} K$ hosil qilish foydalaniladi.

§4.4. Moddalarning magnit momentini termodinamik usulda aniqlash.

Magnitokolorik effekt. Agar F sistemaning termodinamik potentsiali aniq bo'lsa, u holda magnit moment (2.11) formula bo'yicha hisoblanishi mumkin. Lekin termodinamika bevosita termodinamik potentsial ko'rinishi haqida ma'lumot bermaydi. Uni hisoblash uchun makroskopik kattaliklar va alohida zarralarning xossalari orasidagi bog'liqlikni ko'rsatuvchi statistik fizikaga murojaat qilinadi. Ushbu bog'liqliklarni aniqlash uchun Bolsman prinsipidan foydalanish mumkin. Ushbu prinsip bo'yicha zarraning ε energiya holatida bo'lish ehtimolligi $e^{-\varepsilon/kT}$ ifodaga proporsionaldir. Hisoblanadiki Bolsman prinsipi energiyasi kvantlashadigan zarralar uchun ham to'g'ri hisoblanadi. Elektron qobiqlari kvant soni j va ε_j energiya bilan aniqlanuvchi, o'zaro ta'sirlashmaydigan atomlar to'plami qaraladi. Bu energiyaga ega bo'lish ehtimolligi $W_j \sim e^{-\frac{Z_i}{kT}}$. Agar ε_j qiymat bir nechta kvant holatlar q_j ga mos kelsa, bu energiyaga ega bo'lish ehtimolligi ham ushbu holatlar soniga proporsional bo'ladi $W_j \sim q_j e^{-\frac{Z_i}{kT}}$. Ehtimolikning absolyut qiymatini aniqlash uchun, uni shunday normirovka qilish kerakki, energiyaning hamma qiymatlari ehtimolliklari summasi 1 teng bo'lishi kerak. Bu shartga ushbu formula javob beradi.

$$W_j = \frac{q_j e^{-\varepsilon_j/kT}}{\sum_j q_j e^{-\varepsilon_j/kT}} \quad (4.48)$$

$$Z = \sum_j q_j e^{-\varepsilon_j/kT} \quad (4.49)$$

Z - statistik summa. (2.21) formuladan maydonga parallel bo'lgan atom magnit momentining o'rtacha qiymatini hisoblash uchun ishlatish mumkin. Magnit maydonida atom energiyasining o'zgarishi:

$$\delta \varepsilon_j = \frac{\partial \varepsilon_j}{\partial H} dH = -\mu_{jH} \cdot dH \quad (4.50)$$

Bunda μ_{jH} - atom magnit momentining tashqi magnit moydoni kuchlanganligi yo‘nalishida bo‘yicha tashkil etuvchisi. J-atom energetik holatini aniqlovchi kvant sonlarini ifodalovchi shartli kvant son. Atom magnit momentining tashqi magnit moydoni kuchlanganligi yo‘nalishida bo‘yicha tashkil etuvchisi:

$$\mu_H = \sum_j \mu_{jH} W_j = - \sum_j \frac{\partial \varepsilon_j}{\partial H} W_j \quad (4.51)$$

$$-\sum_j \frac{\partial \varepsilon_j}{\partial H} W_j = \frac{\sum_j \frac{\partial \varepsilon_j}{\partial H} q_j e^{-\varepsilon_j/kT}}{\sum_j q_j e^{-\varepsilon_j/kT}} = kT \frac{\partial}{\partial H} (\ln Z) \quad (4.52)$$

Natijada:

$$M_H = - \left(\frac{\partial \hat{O}}{\partial H} \right)_{pT} = N \bar{\mu}_H = NkT \frac{\partial}{\partial H} (\ln Z) \quad (4.53)$$

(4.52) formula keyingi hisoblashlarda moddaning magnit momentini qarashda asosiy hisoblash formulasi hisoblanadi. (4.52) formuladan foydalanimib F va Z orasidagi bog‘liqlikni aniqlash mumkin: $\Phi = -Nk \cdot \ln Z$. (4.29) formuladan entropiya qiymatini hisoblash mumkin:

$$S = - \left(\frac{\partial \Phi}{\partial T} \right)_{pH} = Nk \frac{\partial}{\partial H} (T \cdot \ln Z) \quad (4.54)$$

(4.54) formula xulosasi qat’iy emas. Xususan ba’zi chegaraviy hollarda Bolsman funksiyasini kvantlashgan sistemalarga qo‘llash mumkin. Magnitokolorik effekt – magnetikni adiabatik magnitlash va magnitsizlashda uning temperaturasining o‘zgarishidir. Adiabatik sharoitda magnetik issiqlikni yutmaydi va atrof - muhitga uzatmaydi. Shuning uchun magnetikning entropiyasi S o‘zgarmaydi.

$$dS = \frac{dQ}{dT} \quad (4.55)$$

Magnitlanishda temperaturani aniqlash uchun ushbu ifodadan foydalaniladi.

$$\Delta T = - \left[\frac{\partial S}{\partial H} \div \frac{\partial S}{\partial T} \right] \cdot \Delta H \quad (4.56)$$

Bu ifoda $\partial T(\partial H)$ bog'liqliklikni aniqlashga imkon beradi. Shunday qilib:

$$\Delta T = -[\frac{\partial M}{\partial T} \div C_{p,H}] \cdot \Delta H \quad (4.57)$$

Bunda $C_{p,H}$ - doimiy H va T sharoitida magnetikning issiqlik sig'imi. $\frac{C_{p,H}}{T} > 0$ bo'lgani uchun, magnetikning temperaturasi o'zgarishi ($\partial T > 0$ -isish yoki $\partial T < 0$ -sovish), $\frac{\partial M}{\partial T}$ hosilaning ishorasiga va tashqi magnit maydon kuchlanganligiga bog'liqdir ($\partial H > 0$ -magnitlanish yoki $\partial H < 0$ -magnitsizlanish). Tashqi magnit maydon mavjud bo'limganda bir-xil(spin yoki orbital) yo'nalgan atom magnit momentlari sonining ko'payishi(kamayishi) - magnitokolorik effekt sababidan hisoblanadi.

Magnitokolorik effekt anchadan buyon o'rganiladi va texnikada qo'llaniladi. Bunday turdag'i magnitokolorik effect paramagnetiklarda ham kuzatiladi. Bu effekt paramagnetiklarni adiabatik magnitsizlantirishdan, o'ta past temperatura hosil qilishda foydalaniladi. Past temperaturada issiqlik sig'imi qiymati kichik bo'ladi $C_{p,H} \sim T^3$. Shuning uchun agar boshlangich temperatura etarlicha past bo'lsa, magnit sovutish metodi ayniqsa effektiv hisoblanadi.

Normal temperaturada – ferromagnetikning fazoviy o'tish sohasida, boshqa magnitokolorik effektni keng qo'llash mumkin. Masalan gadoliniy uchun bu o'tish sohasi $T=260 K$ mos keladi. «Haqiqiy magnitlanish»da ferromagnitda magnit maydon H issiqlik harakatini taritbsizlantiruvchi ta'siri natijasida burilmagan magnit momentlarni tartibga soladi. Bu holatlarda klassik ferromagnit Fe, Co, Ni, Gd va ularning qotishmalari uchun $\frac{\partial M}{\partial T} < 0$ bo'lib, magnit maydon mavjud bo'lganda nafaqat $\partial T > 0$ holati, balki $\partial T < 0$ -magnit sovish hosil qilish mumkin ($\partial H < 0$ - magnitsizlanishda).

Kyuri nuqtasi atrofida paraprosessda magnitokolorik effekt ayniqsa katta qiymatga erishadi. Bu sohada magnetik qiziganda magnitlanganlik M keskin kamayadi, chunki $\frac{\partial M}{\partial T}$ qiymat juda katta bo'ladi. Shunday qilib paraprotsess

jarayonda ferromagnetikda nafaqat musbat, balki manfiy magnitokolorik effekt kuzatiladi. Bu effektni NY metali ferromagnitida interpretasiyalash mumkin. Bu ferromagnitda magnit atom strukturani 2 ta magnit panjarachadan iborat deb hisoblash mumkin: temir panjarachasi M_1 va NYE panjarachasi M_2 . Bu panjarachalarning magnit momentlari antiparalleldir. Panjarachaning magnit kompensasiya temperaturasida $T=T_k$, $M_1=M_2$ bo'ladi. $T \langle T_k$ holatda $M_1 \langle M_2$ bo'ladi. $T \rangle T_k$ holatda $M_1 \rangle M_2$ bo'ladi. Magnitokolorik effektning natijaviy qiymati manfiy ishorali bo'ladi.

4-bob bo'yicha nazorat savollari.

1. Nima uchun atomdagi elektronning orbital magnit va mexanik momentlari qarama-qarshi yo'nalgan?
2. Giromagnit nisbat deb nimaga aytildi?
3. Atomning magnit momenti qaysi magnit momentlardan tashkil topgan?
4. Diamagnitning magnitlanishi bilan dielektrikning qutbsiz molekulalari bilan qutblanishi o'rtasida o'xshashlik keltirish mumkinmi?
5. Paramagnitning magnitlanishi va dielektrikning qutbli molekulalar bilan qutblanishi o'rtasida o'xshashlik chizish mumkinmi?
6. Magnitlanish nima?
7. Magnitostriktsiya nima?

1. Qaysi modda magnitga umuman tortilmaydi?

1. temir
2. nikel
3. shisha
4. kobalt

2. Magnit maydonning kuch xarakteristikasi ...

1. magnit oqimi
2. amper kuchi
3. o'tkazgichdagi oqim kuchi
4. magnit induksiya vektori

3. Doimiy magnitlar odatda qanday shaklga ega?

1. sharsimon
2. yoysimon
3. silindrsimon
4. chiziq

4.Doimiy magnitning qaysi joylari eng katta magnit ta'sirga ega? Ular nima deb ataladi?

1. ularning uchlari; janubiy va shimoliy qutblar
2. magnitning o'rtasida joylashgan; qutblar
3. barcha joylar bir xil ta'sirga ega
4. Javoblar orasida to'g'ri javob yo'q

5. Bunda nomlari keltirilgan moddalardan qaysi biri magnitga yaxshi tortiladi?

1. polietilen
2. quyma temir
3. yog'och
4. mis

GLOSSARIY

Nº	Tushuncha nomi	Tushuncha inglizcha tarjimasi	Tushuncha mazmuni
1.	Magnit maydon	Magnetic field	Harakatlanuvchi elektr zaryadlar o'rtasidagi o'zaro ta'sir amalga oshiriladigan, materiya mavjudligining maxsus shakli.
2.	Magnit induksiya chiziqlari.	Magnetic induction lines.	Xayoliy chiziqlarning tangenslari har bir nuqtada magnit induksiya vektorining yo'nalishiga to'g'ri keladi.
3.	Magnitizm.	Magnetism	O'zaro ta'sir bilan bog'liq hodisalar to'plami: elektr toklari orasida, elektr toklari va magnitlar o'rtasida, magnitlar o'rtasida.
4.	Magnit	Magnet	O'zining magnit maydoniga ega bo'lgan jism.
5.	Yerning magnit maydoni	The Earth's magnetic field	Yer magnit maydonining katta qismi Yerning yadrosida joylashgan manbalar tomonidan hosil qilinadi.
6.	Magnit maydon kuchi	Magnetic field strength	Magnit maydonni tavsiflash va magnit maydon tomonidan magnit momentni tashuvchining magnit qutbiga ta'sir qiluvchi kuch
7.	Bir jinsli magnit maydon	The same magnetic field	Har bir nuqtada magnit induksiya vektori kattaligi va yo'nalishi bo'yicha o'zgarmagan magnit maydon.
8.	Magnit maydonning energiya zichligi	The energy density of a magnetic field	Magnit maydonning ma'lum hajmdagi energiyasi
9.	Lorens kuchi	Lorentz power	Magnit maydon tomonidan harakatlanuvchi zaryadlangan zarrachaga ta'sir qiluvchi kuch.
10.	Elektromagnit maydon	Electromagnetic field	Maxsus turdag'i maydon hisoblanib: u orqali elektromagnit o'zaro ta'sirlar amalga oshiriladi; - elektr va magnit maydonlarining birligini ifodalaydi.
11.	Faraday effekti	Faraday effect	Magnit maydonga joylashtirilgan moddadan o'tganda chiziqli polarizasiyalangan yorug'likning qutblanish tekisligining aylanishi.

ADABIYOTLAR RO'YXATI.

1. Г.Е. Зильберман. Электричество и магнетизм.//М.: Интеллект, 2008 г. 337 с.
2. И.Е. Иродов. Электромагнетизм. Основные законы.//М.: Бином. Лаборатория знаний, 2014 г. 320 с.
3. Э. Парсэлл. Электричество и магнетизм. Берклевский курс физики.// М.: Лань, 2005. 420 с.
4. А.Г. Попов. Движение заряженных частиц в электрических и магнитных полях. Учебное пособие.//М: Высшая школа, 2015 г. 404 с.
5. Ю.М. Поплавко. Основы физики магнитных явлений в кристаллах.// Киев, НТУУ «КПИ», 2007 г. 324 с.
6. Е.С. Боровик. Лекции по магнетизму. // М. Физматлит. 2005 г. 286 с.
7. Ф. Кравченко. Магнитная электроника.// Новосибирск: Изд-о СО. РАН, 2002 г. 395 с.
8. В. А. Боков. Физика магнетиков. Учебное пособие.//М.: Невский Диалект, 2002 г. 272 с.
9. С.В. Вонсовский. Магнетизм науки. // М.: Наука, 1982 г. -180с
10. М.И. Каганов. Природа магнетизма.//М.: Наука, 1982 г. -192с
11. P. A. Davidson. An Introduction to Magnetohydrodynamics.// Cambridge: Cambridge University Press, 2001.
12. M. Yamaguchi, Y. Tanimoto. A lucid and engaging introduction to MHD. // Magneto-Science, Tokyo: Kodansha, 2006.
13. R. E. Rosensweig . A compendium of unusual applications of magnetism. // Cambridge: Cambridge University Press, 1985.
14. D. Dunlop. Rock Magnetism.// Cambridge: Cambridge University Press, 1997.
15. К. П. Белов. Редкоземельные магнетики и их применение.//М: Наука, 1980 г. 239 с.
16. У.В. Валиев, У.Р. Рустамов, Б.Ю. Соколов. Управляемая магнитным полем поляризованная люминесценция гранатов $Y_3Al_5O_{12}$ -Tb и $Y_3Al_5O_{12}$ -Ho. // Физика твердого тела. 2002, Т. 44. В.2, с.269-271.
17. У.В. Валиев, J.B. Gruber, У.Р. Рустамов, К.С. Сайдов, Б.Ю. Соколов. Магнитооптическое исследование нечетной составляющей кристаллического поля в тербий-иттрий алюминиевом гранате.//Письма в ЖТФ. – 2003, Т.29. В.21, с.7-16.

MUNDARIJA

KIRISH	3
1-BOB. MAGNETIZM VA MODDA ATOMINING MAGNIT TABIATI.	
§1.1. Moddaning magnit xossasini o’rganish tarixi	4
·	6
§1.2. Asosiy magnit kattaliklar va magnetiklar	12
§1.3. Atom elektron qobig’ining magnit xossalari	23
§1.4. Modda atomining vektor modeli	39
·	
§1.5. Kimyoviy birikmalarning magnit qabul qiluvchanliklari	
2 - BOB. MODDALAR DIAMAGNETIZMI VA PARAMAGNETIZMI.	
§2.1. Modda atomi diamagnetizmi	43
§2.2. Modda diamagnetizmi	49
§2.3. Moddalar paramagnetizmi	54
§2.4. Magnit maydonda joylashtirilgan paramagnitlar xossalari	64
3- BOB. MODDALAR FERROMAGNETIZMI.	
§3.1. Ferromagnetiklar magnit xossalari	81
§3.2. Ferromagnetikning domen strukturasi va magnit gisterzisi	94
§3.3. Ferromagnit kristallarning magnit xossalari anizotropiyasi magnitostriksiyasi va termostriksiyasi	100
§3.4. Moddalar antiferromagnetizmi va ferrimagnetizmi	102
§3.5. Nodir yer elementi asosidagi ferritlar	110
4 - BOB. METALLARNING MAGNIT XOSSALARI VA MAGNETIKLARDA TERMODINAMIK JARAYONLAR.	
§4.1. Metallarda o’tkazuvchanlik elektroni magnetizmi	121
§4.2. Metallarning magnit qabul qiluvchanligini eksperimental aniqlash	122
§4.3. Ideal magnetiklar uchun termodinamik qonuniyatlar	138
§4.4. Moddalarning magnit momentini termodinamik usulda aniqlash	145
GLOSSARIY	150
ADABIYOTLAR RO’YXATI	151