

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

ALISHER NAVOIY NOMIDAGI SAMARQAND DAVLAT UNIVERSITETI

FIZIKA FAKULTETI

FIZIKA YO'NALISHI

Umumiy fizika va magnetizm kafedrası

Nb-Ta sistemasi qotishmalarida Xoll effektini o'rganish

Malakaviy bitiruv ishi

Bajaruvchi: Mavlyanov Hasan

Ilmiy rahbar: dots. Hamrayev N. S.

*Malakaviy bitiruv ishi Umumiy fizika va magnetizm kafedrasida bajarildi.
Kafedraning 2012 yil 15 iyundagi majlisida muhokama qilindi va himoyaga tavsiya
etiladi (bayonnoma №11).*

Kafedra mudiri:

dots. Rajabov. R. M

Malakaviy bitiruv ishi YaDAKning 2012 yil “___” _____dagi majlisida himoya
qilindi va _____ ball bilan baholandi (bayonnoma № ____).

YaDAK raisi: _____

A'zolari: _____

Samarqand – 2012

MUNDARIJA

KIRISH	3
I.BOB. NAZARIY QISM. METALLARNING GALVANOMAGNIT XOSSALARI	
1.1. Boltsmanning kinetic tenglamasi. Xoll koeffisienti uchun umumiy tenglama..	5
1.2. Metallar Xoll koeffisientining temperaturaga bog'liqligi	13
1.3. Nb va Ta metallarining Fermi sirti	18
1.4. Bitiruv ishida vazifaning qo'yilishi.	21
II BOB. EKSPERIMENTAL QISM. O'LCHASH QURILMASI VA UNUNG TAVSIFI	
2.1. Elektromagnit va uning magnit maydoni.	22
2.2. Xoll kuchlanishini o'lchash uslubi	28
2.3. O'lchash uchun namuna tayyorlash	31
III BOB. EKSPERIMENTAL TAJRIBA NATIJALARI VA ULARNING TAHLILI	
3.1. Nb – Ta sistemasi fazaviy holat diagrammasi.	34
3.2. Nb – Ta sistemasi qotishmalarining Xoll koeffisientining temperaturadan bog'liqligi.	35
3.3. Nb – Ta sistimasini Xoll koeffisientining tarkibidan bogliqligi.	41
Xulosalar.	43
Adabiyotlar.	

Kirish

Mavzuning dolzarbligi: Fan va texnikaning rivojlanishi unikal fizikoximiyaviy xossaga ega bo'lgan yangi materiallar yaratilishi bilan bevosita bog'liq. Bunday materiallar orasida d - metallari va ularning qotishmalari masalan Nb-Ta sistemasi erish temperaturasi yuqori bo'lgan material sifatida alohida o'rin tutadi. Ularga bo'lgan qiziqishning sababi, bevosita amaliy ahamiyati bilan bog'liq bo'lib, oxirgi yillarda ulardan xarakteristikalarini temperaturadan bog'liq bo'lmagan materiallar sifatida foydalanilmoqda. Ularni qo'llash chegarasini yanada oshirish maqsadida elektron, kristall va magnit strukturalari to'g'risida ko'proq ma'lumotga ega bo'lish talab etiladi. Ko'p sonli ilmiy tadqiqotlarga qaramasdan bu ma'lumotlar etarli emas. Ayniqsa 3d-metallar va ularning qotishmalarining yuqori temperaturadagi oluvchi kinetik va galvanomagnit xossalari bag'ishlangan ishlar kam sonli bo'lib, bu yuqori temperaturadagi eksperiment ishlarini olib borishdagi ma'lum qiyinchiliklar bilan bog'liqdir. Shulardan kelib chiqib, Malaraviy bitiruv ishida: Nb-Ta sistemasining qotishmalarining yuqori temperaturadagi, xona temperaturasidan to 1000,K oraliqda Xoll effektini va u orqali elektron zonalar parametrlarini o'rganish maqsad qilib qo'yildi.

Malaraviy bitiruv ishining asosiy maqsadi:

1. Nb-Ta sistemasiga kiruvchi qotishmalarining Xoll koeffisientining temperaturaga bog'liqligini o'lchash;
2. Nb-Ta sistemasiga kiruvchi qotishmalarining Xoll koeffisientining tarkibdan bog'liqligini o'rganishdan;
3. Nb-Ta sistemasiga kiruvchi qotishmalarining elektron zonalar parametrlarini Xoll koeffisienti uchun olingan tajriba natijalaridan foydalanib hisoblashdan iborat.

Malaraviy bitiruv ishining ilmiy yangiligi:

1. Nb-Ta sistemasiga kiruvchi qotishmalarning Xoll koefitsientining temperaturaga bog'liqligini xona temperaturasidan to 1000,K gacha oraliqda o'lchandi;
2. Nb-Ta sistemasiga kiruvchi qotishmalarning Xoll koefitsientining tarkibdan bog'liqligini o'rganildi;
3. Nb-Ta sistemasiga kiruvchi qotishmalarning elektron zonalar parametrlarini Xoll koefitsienti uchun olingan tajriba natijalaridan foydalanib hisoblandi.

Malaraviy bitiruv ishida himoya qilinadi:

1. Nb-Ta sistemasiga kiruvchi qotishmalarning Xoll koefitsientining temperaturaga bog'liqligini xona temperaturasidan to 1000,K gacha oraliqda o'lchash natijalari;
2. Nb-Ta sistemasiga kiruvchi qotishmalarning Xoll koefitsientining tarkibdan bog'liqligi natijalari;
3. Nb-Ta sistemasiga kiruvchi qotishmalarning elektron zonalar parametrlarini Xoll koefitsienti uchun olingan tajriba natijalaridan foydalanib hisoblangan natijalar.

Malaraviy bitiruv ishining strukturasi: Malaraviy bitiruv ishi kirish, uchta bob, xulosalar, va adabiyotlar ruyxatidan iborat bo'lib _44__ betdan iborat.

I.BOB. NAZARIY QISM. METALLARNING GALVANOMAGNIT XOSSALARI

1.1. Boltsmanning kinetic tenglamasi. Xoll koeffisienti uchun umumiy tenglama.

Metallarda yoki yarimo'tkazgichlarda zaryad tashuvchilar tashqi maydonlarning va temperatura gradusining ta'sirida xarakatda bo'lish mumkin. Bundan tashqari ular kristall panjara tebranishlarida, primes atamalarida, magnonlarda va xokazolarda sochilishi ham mumkin. Bu effektlar ta'siri balanslashgan xolga keladi. Bizni asosan elektrodning ta'sirida tezlanish olish va sochilish paytida ortiqcha energiya va impulsini yo'qotadigan xol qiziqtiradi. Bu muammoni xal qilishning eng oddiy usuli Boltsmanning kinetik tenglamasining echimini topishga asoslangan. Biz $\vec{r}$ nuqta atrofida $\vec{k}$ holatdagi zaryad tashuvchilarning lokal kontsentratsiyasi $-f_{\vec{k}}(\vec{r})$ funktsiyani qarab chiqamiz. $-f_{\vec{k}}(\vec{r})$ funktsiya vaqtdan bog'liq xolda qanday usullar bilan o'zgara olishini ko'rib chiqaylik. Bunda uning tipidagi protsesslar mavjud bo'lishi mumkin. [1, 2]

1. Zaryad tashuvchilar $\vec{r}$ nuqta tarofidagi fazo sohasiga kelishi va undan ketishi mumkin. Faraz qilaylik $\vec{V}_k$ - zaryad tashuvchining $\vec{k}$ xolatdagi tezligi bo'lsin. U vaqtda vaqtning t oralig'ida bu holatdagi zaryad tashuvchilar $t \cdot \vec{V}_k$ bosib o'tadi. Demak sistema fazoviy hajmining invariyatligi to'g'risidagi Muvilk teoremasiga asosan vaqtning t momentidagi $\vec{r}$ nuqta atrofida zaryad tashuvchilar soni vaqtning 0 momentidagi $\vec{r} - t\vec{V}_k$ nuqta atrofida soniga teng bo'ladi:

$$f_k(\vec{k}, t) = f_k(\vec{r} - t\vec{V}_k, 0) \quad (1.12)$$

Bu esa taqsimot funktsiyasining diffuziya tufayli o'zgarishi tufayli qo'yidagicha bo'lishini bildiradi.

$$\left. \frac{\partial f_k}{\partial t} \right]_{\text{дифф}} = -\vec{V}_k \frac{\partial f_k}{\partial t} = -\vec{V}_k \Delta f_k \quad (1.13)$$

2. Tashqi maydonlar har bir zaryad tashuvchining to'lqin vektori $\vec{k}$ ni quyidagi tenglikka asosan o'zgarishiga olib keladi.

$$\dot{k} = \frac{\ell}{\hbar} \left(\vec{E} + \frac{1}{c} [\vec{V}_k * \vec{H}] \right) \quad (1.14)$$

Bu erda $\dot{k}$ kattalikni zaryad tashuvchining $\vec{k}$ fazodagi tezligi sifatida qarash mumkin. U vaqtda (1.12) tenglamadagi kabi quyidagiga ega bo'ladi.

$$f_k(\vec{r}, t) = f_{k-kt}(\vec{r}, 0) \quad (1.15)$$

Demak maydonlar ta'siri ostida taqsimot funktsiyasi quyidagicha tezlik bilan o'zgaradi.

$$\left. \frac{\partial f_k}{\partial t} \right]_{\text{майдон}} = -\dot{k} \frac{\partial f_k}{\partial t} = -\frac{\ell}{\hbar} \left(\vec{E} + \frac{1}{c} [\vec{V}_k * \vec{H}] \right) \cdot \frac{\partial f_k}{\partial k} \quad (1.16)$$

3. Sochilish jarayonlarining ta'siri dastlabki hollarga nisbatan ancha murakkab hisoblanadi. Biz bu erda asosan elastik sochilish bilan chegaralanib qolamiz. U vaqtda f_k formula quyidagi tezlik bilan o'zgaradi.

$$\left. \frac{\partial f_k}{\partial t} \right]_{\text{сочилиш}} = \int \{f_{k'}(1-f_k) - f_k(1-f_{k'})\} Q(\vec{k}, \vec{k}') d\vec{k}' \quad (1.17)$$

$\vec{k}$ elektron holatdan $\vec{k}'$ elektron holatga sochilish f_k funksiyaning kamayishiga olib keladi. Bu jarayonning ehtimoliyati $\vec{k}$ holatdagi zaryad tashuvchilarning soni f_k kattalikdan va oxirgi holatdagi bo'sh joylar soni $(1-f_{k'})$ - dan bog'liq bo'ladi. Bundan tashqari teskari jarayon ham ya'ni f_k kattalikning ortishiga olib keluvchi $\vec{k}'$ holatdan $\vec{k}$ holatga o'tish mavjud bo'lishi mumkin. Bu jarayon $f_{k'}(1-f_k)$ kattalikka to'g'ri proportsinol. Ko'rinib turibdiki bu erda $\vec{k}'$ ning barcha mumkin bo'lgan holatlari bo'yiga summasini olish kerak bo'ladi. Ammo $\vec{k}'$ va $\vec{k}$ holatlarning har bir jufti uchun $\vec{k}$ holat to'lig'icha to'lgan va $\vec{k}'$ butunlay bo'sh bo'lgandagi o'tishlar tezligiga teng bo'lgan «xususiy» o'tish ehtimoliyati $Q(\vec{k}, \vec{k}')$ mavjud. Mikroskopik qaytuvchanlik printsipiga asosan xuddi shu funksiyaning o'zi $\vec{k}'$ holatdan $\vec{k}$ holatga o'tish tezligini ham boradi, shuning uchun integral ostida umumiy ko'paytuvchi paydo bo'ladi.

Bolsmanning kinetik tenglamasi quyidagini ifodalaydi: Har qanday $\vec{r}$ nuqta va har qanday $\vec{k}$ kattalik uchun $f_k(\vec{r})$ funksiyaning o'zgarishining to'liq tezligi nolga teng, ya'ni:

$$\left. \frac{\partial f_k}{\partial t} \right]_{\text{сочилиш}} + \left. \frac{\partial f_k}{\partial t} \right]_{\text{майдон}} + \left. \frac{\partial f_k}{\partial t} \right]_{\text{дифф}} = 0 \quad (1.18)$$

SHuni ta’kidlash lozimki, bu erda statsionar, ammo majburiy bo’lmagan muvozanat holat qaralmoqda. Muvozanat holat uchun taqsimot funktsiyasi f_k^0 orqali ifodalanadi. Bu xolat faqatgina maydonlar va temperatura gradienti mavjud bo’lmagan holdagina amalga oshadi. Agarda tashqi maydonning o’zi vaqt bo’yicha o’zgarsa (1.8) tenglamaning chap tarafidagi uch qo’shiluvchi f_k funktsiyaning tashqi kuchlar ta’sirida o’zgarish tezlagini berish lozim.

Faraz qilaylik qaralayotgan statsionar taqsimot muvozanat holdan unchalik kuchli farq qilmasin,

$$g_k = f_k - f_k^0 \quad (1.19)$$

Bu erda,

$$f_k^0 = \frac{1}{\exp\{(\varepsilon_k - \xi)/kT\} + 1} = f^0(\varepsilon_k) \quad (1.20)$$

Bu holda ba’zi bir ehtiyotlik chorasini ko’rish lozim, ya’ni f_k^0 funktsini temperatura kordinatadan bog’liq bo’lgan holda qanday topishni aniqlash lozim.

Faraz qilaylikki har bir nuqtada lokal temperatura $T(\vec{r})$ ni aniq topish mumkin

$$g_k(\vec{r}) = f_k(\vec{r}) - f_k^0\{T(\vec{r})\} \quad (1.21)$$

Agar lokal temperaturani kiritish qandaydir murakkab qiyinchilikka olib kelsa, talab qilish mumkinki natijaviy echim qandaydir qo'shimcha shartni ham qanoatlantirsin, masalan:

$$\int \mathbf{g}_k(\vec{r}) d\mathbf{k} = 0 \quad (1.22)$$

(1.7) ifodani (1.6) kinetik tenglamaga qo'yib va (1.3), (1.6) tenglamalardan foydalanib qo'yidagini hosil qilamiz.

$$-\vec{V}_k \frac{\partial \mathbf{f}_k}{\partial \mathbf{r}} - \frac{\ell}{\hbar} (\vec{E} + \frac{1}{c} [\vec{V}_k \times \vec{H}]) \cdot \frac{\partial \mathbf{f}_k}{\partial \mathbf{k}} = - \frac{\partial \mathbf{f}_k}{\partial t} \Big]_{\text{сочиниши}} \quad (1.23)$$

yoki

$$\begin{aligned} & -\vec{V}_k \frac{\partial \mathbf{f}_k^0}{\partial T} \nabla T - \frac{\ell}{\hbar} (\vec{E} + \frac{1}{c} [\vec{V}_k \times \vec{H}]) \cdot \frac{\partial \mathbf{f}_k^0}{\partial t} = \\ & = - \frac{\partial \mathbf{f}_k}{\partial t} \Big]_{\text{сочиниши}} + \vec{V}_k \frac{\partial \mathbf{g}_k}{\partial \mathbf{r}} + \frac{\ell}{\hbar} (\vec{E} + \frac{1}{c} [\vec{V}_k \times \vec{H}]) \cdot \frac{\partial \mathbf{g}_k}{\partial \mathbf{k}} \end{aligned} \quad (1.24)$$

(1.10) Formula yordamida va

$$\vec{V}_k = \vec{\nabla}_k \nu_k = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial \varepsilon(\vec{k})}{\partial \vec{k}}$$

Formuladan foydalanib (1.14)ni quyidagicha yozish mumkin.

$$\begin{aligned} & (-\frac{\partial \mathbf{f}^0}{\partial \varepsilon}) \vec{V}_k \cdot \left\{ \frac{\varepsilon_k - \xi}{T} \nabla T + e(E - \frac{1}{c} \nabla \xi) \right\} = \\ & = - \frac{\partial \mathbf{f}_k}{\partial t} \Big]_{\text{сочиниши}} + \vec{V}_k \frac{\partial \mathbf{g}_k}{\partial \mathbf{r}} + \frac{\ell}{\hbar c} [\vec{V}_k \times \vec{H}] \cdot \frac{\partial \mathbf{g}_k}{\partial \mathbf{k}} \end{aligned} \quad (1.25)$$

Bu tenglamaga Bolsmanning chiziqlashtirilgan tenglamasi deyiladi. Bu tenglamada Om qonunidan chetlashishga mos keluvchi had $(E \cdot \partial g_k / \partial k)$ tushirib qoldirilgan. Bundan tashqari nolga qiyoslangan had $\vec{V}_k \cdot [\vec{V}_k \times \vec{H}]$ ham tashlab yuborilgan. Tenglamaning chap tomoniga magnit maydon kiritilmagan.

(1.15) tenglamaga (1.7) tenglamani qo'yib taqsimot funksiyasiga $g_k(\vec{r})$ orttirmaga nisbatan chiziqli integro-differentsial tenglama hosil qilganimizni ko'rishimiz mumkin. $g_k(\vec{r})$ funksiya elektr maydonining intensivligi va temperatura gradusining kattaligi bilan aniqlanadi.

Faraz qilaylik sistemaga faqatgina $\vec{E}$ elektr maydon ta'sir qilayotgan bo'lsin va cheksiz muhitda temperatura doimiyligi saqlanayotgan bo'lsin. (6) tenglamani hisobga olgan holda quydagiga ega bo'lamiz:

$$\left(-\frac{\partial f^0}{\partial \varepsilon} \right) \vec{V}_k \cdot e\vec{E} = -\frac{\partial f_k}{\partial t} \Bigg]_{\text{сочини}} =$$

$$= \int (f_k - f_{k'}) Q(k, k') dk' = \int (g_k - g_{k'}) Q(k, k') dk' \quad (1.26)$$

(1.17) tenglama noma'lum funksiya uchun oddiy intaral tenglama. Bu tenglamani echish uchun quyidagiga fenomenologik faraz qabul qilamiz.

$$-\frac{\partial f_k}{\partial t} \Bigg]_{\text{сочини}} = \frac{1}{\tau} g_k \quad (1.27)$$

Bu bilan biz τ - relaksatsiya vaqti tushunchasini kiritgan bo'lamiz. Tashqi maydon o'chirilganda muvozanat taqsimotdan har qanday g_k chetlanish quyidagi qonuniyat bilan so'nadi.

$$-\frac{\partial g_k}{\partial t} = \frac{g_k}{\tau}$$

yoki

$$g_k(t) = g_k(0)e^{-t/\tau} \quad (1.28)$$

(1.28) tenglamani (1.25) ga qo'yib quydagini topamiz.

$$g_k = \left(-\frac{\partial f^0}{\partial \varepsilon}\right) \tau \vec{V}_k \cdot e\vec{E} \quad (1.29)$$

Elektr o'tkazuvchanlik hosil qilish uchun quyidagicha tok zichligini hisoblaymiz:

$$\begin{aligned} j &= 2 \int e \vec{V}_k f_k dk = 2 \int e \vec{V}_k g_k dk = \\ &= \frac{1}{4\pi^3} \iint e^2 \tau \vec{V}_k (\vec{V}_k \cdot \vec{E}) \left(-\frac{\partial f^0}{\partial \varepsilon}\right) \frac{dS}{\hbar v_k} d\varepsilon \end{aligned} \quad (1.30)$$

Bu erda natijaviy qismni chiqarishda quydagilar e'tiborga olinadi:

$$\int e \vec{V}_k f_k^0 dk \equiv 0, \quad V_q \equiv \vec{V}_q v_q$$

$$N(\varepsilon) = \frac{1}{4\pi^3 N \hbar} \int \frac{dS}{|\vec{V}_k|}, \quad (1.31)$$

Metallarda $-\frac{\partial f^0}{\partial \varepsilon}$ funksiya o'zini xuddi $(\varepsilon - \xi)$ dan δ funksiya kabi ko'rsatadi. SHuning uchun faqatgina Fermi sirti bo'yiga integrallash kerak. SHunday qilib

$$\vec{j} = \frac{1}{4\pi^3} \cdot \frac{e^2 \tau}{\hbar} \int \frac{\vec{V}_k \vec{V}_k dS_{\vec{r}}}{v_k} \cdot \vec{E} \quad (1.32)$$

Bu ifodani odatdagi makroskopik formula bilan taqqoslaylik:

$$\vec{j} = \sigma \vec{E} \quad (23)$$

Bu erda σ - elektr o'tkazuvchanlik tenzori.

Qo'yidagini hosil qilamiz:

$$\sigma = \frac{1}{4\pi^3} \frac{e^2 \tau}{\hbar} \int \frac{\vec{V}_k \vec{V}_k}{v_k} dS_F \quad (1.33)$$

1.2. Metallar Xoll koefitsientining temperaturaga bog'liqligi

Qaralayotan metal kubik kristal strukturaga ega bo'lsa (1.33) elektr o'tkazuvchanlik tenzori σ birlik vektorga kupaytirilgan skalyar kattalik ko'rinishga keladi. Agarda shkala vektor $\vec{E}$ va $\vec{j}_{\vec{k}(\vec{r})}$ yo'nalish bo'yicha yo'nalgan bo'lsa (1.33) da integral ostidagi ifoda quyidagicha bo'ladi: [3]

$$\left(-\frac{\partial f^0}{\partial \varepsilon}\right) \vec{V}_k \cdot \left\{ \frac{\varepsilon_k - \xi}{T} \nabla T + e \left(E - \frac{1}{c} \nabla \xi \right) \right\} =$$

$$= - \left. \frac{\partial f_k}{\partial t} \right]_{\text{очилиш}} + \vec{V}_k \frac{\partial g_k}{\partial r} + \frac{\ell}{\hbar c} [\vec{V}_k \times \vec{H}] \cdot \frac{\partial g_k}{\partial k} \quad (1.34)$$

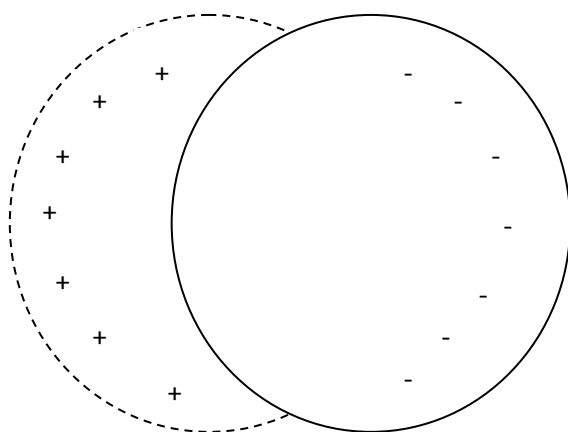
va bu xad tezlik kvadratining qismini tashkil etadi. SHuning uchun

bu erda erkin chopish masofasi kattaligini kiritdik.

$$\Lambda = \tau v \quad (1.35)$$

(1.33) tenglik elektr o'tkazuvchanlik uchun asosiy formula hisoblanadi. (1.15)

tenglama bilan ifodalangan taqsimot funktsiyasi f_k quyidagi ko'rinishga ega (1-rasm)



1-rasm. Fermi sirtining siljigan ko'rinishi; [2]

(1.29) - tenglamadan ko'rinadiki g_k funktsiya faqat Fermi sirti yaqinidagina katta qiymatga ega. Kichik orttirma Fermi sirtining $\vec{V}_k \cdot e\vec{E} > 0$ bo'lgan tomonida hosil bo'ladi. Xuddi shunday orttirma miqdoridagi kamayish qarama - qarshi tomonda hosil bo'ladi.

Taylor teoremasiga ko'ra quyidagini yozish mumkin.

$$f_k = f_k^0 - \frac{\partial f_k^0}{\partial \varepsilon(k)} \frac{\partial \varepsilon(k)}{\partial k} \cdot \frac{e\tau}{\hbar} \vec{E} = f^0(k - \frac{e\tau}{\hbar} \vec{E}) \quad (1.36)$$

Bu tenglikdan xuddi Fermi sferasi k -fazoda $\frac{e\tau}{\hbar} \vec{E}$ qiymatga to'lig'icha siljigandek ko'rinadi. Haqiqatda esa maydon Fermi sferasi ichidagi, zonaning tubiga yaqin bo'lgan holatlarda elektronlarga ta'sir qilmaydi. Pauli printsiptiga asosan bunday holatlardagi elektronlarga maydon tezlanish bera olmaydi. (1.36) tenglamani quyidagi ko'rinishda ham yozish mumkin.

$$f_k = f^0(\varepsilon_k - e\tau \vec{V}_k \cdot \vec{E}) \quad (1.37)$$

Bu erda xuddi k holatdagi elektronning energiyasiga kichik ortirma qo'shilgandek bo'ladi.

$$\delta E_k = e\tau \vec{V}_k \cdot \vec{E} \quad (1.38)$$

Bu erda klassik holat bilan mos tushadi, ya'ni V_k tezlikka ega bo'lgan elektron $\vec{E}$ maydon ta'sirida vaqtning τ intervalida harakatlanayotgan hol bilan mos tushadi. Primes atomlari bilan to'qnashishlar orasida

elektronning maydon ta'sirida olayotgan orttirma energiyasi uning maydon yo'nalishida δV dreyf tezligi mavjud bo'lishini taqozo etadi; ya'ni

$$\delta V \cdot \frac{\partial \varepsilon}{\partial V} = e \vec{V} \cdot \vec{E} \tau \quad (1.39)$$

yoki massasi m bo'lgan klassik zarracha uchun

$$\delta V = \frac{e \tau v}{m v} \vec{E} \quad (1.40)$$

Faraz qilaylik n zarrachalarning konsentratsiyasi bo'lsin, u holda tokning to'liq zichligi quyidagiga teng.

$$\vec{j} = ne \delta \vec{V} \quad (1.41)$$

(1.41), (1.39) va (1.13) tenglamalarni tenglashtirib quyidagi tenglikni hosil qilamiz.

$$\delta = \frac{ne^2 \tau}{m} \quad (1.42)$$

Faraz qilaylik, endi namunaga elektr va magnit maydonlari bir biriga perpendikulyar ravishda qo'yilgan bo'lsin, temperatura esa namunaning barcha joyida bir xil. U vaqtda Boltsman tenglamasi quyidagi ko'rinishga keladi.

$$e \vec{E} \vec{V} \left(-\frac{\partial f^0}{\partial \varepsilon} \right) = \frac{g_k}{\tau} = \frac{\ell}{\hbar} [\vec{V}_k + \vec{H}] \frac{\partial g_k}{\partial k} \quad (1.43)$$

(1.43) tenglamaning echimini magnit maydon kuchlanganligini darajalar bo'yicha qatorga yoyib hosil qilish mumkin. H bo'yicha faqat chizamli hadlar bilan chegaralanamiz va quyidagini hosil qilamiz.

$$g_k = \ell \tau \vec{E} \vec{V}_k \left(-\frac{\partial f^0}{\partial \varepsilon} \right) - \frac{\ell^2 \tau}{\hbar} [\vec{V}_k \times \vec{H}] \cdot \frac{\partial}{\partial \vec{k}} (\tau \vec{V}_k \vec{E}) \left(-\frac{\partial f^0}{\partial E} \right) \quad (1.44)$$

Agar tokning yo'nalishi magnit maydoniga perpendikulyar bo'lsa elektr maydonining tok yo'nalishini perpendikulyar bo'lgan tashkil etuvchisi mavjud bo'ladi. (35) ifodani (20) tenglama bilan birgalikda echib Xoll doimiysi uchun quyidagi tenglamani hosil qilamiz.

$$R = \frac{E_y}{HI_x} = \frac{36\pi^3 h}{e} \cdot \frac{\int \tau^2(k) \left[V_y^2 \frac{\partial V_x}{\partial k_x} - V_k V_y \frac{\partial V_x}{\partial k_y} \right] \frac{dS_F}{|\nabla_k \varepsilon|}}{\left[\int \tau(k) |\nabla_k \varepsilon| dS_F \right]^2} \quad (1.45)$$

(1.33) va (1.45) formulalar kinetik koeffitsientlari elektr o'tkazuvchanlik va Xoll effekti uchun asosiy formulalar hisoblanadi. Bu formulalar relaksatsiya vaqti nazariyasiga asoslangan holda hosil qilinadi. SHuni nazarda tutish lozimki disperiya qonunida reaksatsiya vaqti nazariyasi ishlamasligi mumkin. SHuning uchun ba'zan Fermi sirtining ustidagi holatdan bog'liq bo'lgan "anizotrop relaksatsiya vaqti" kattaligini kiritishadi.

Zommerfeld modelining klassik modellardan asosan ikkita farqi bor.

-Zommerfeld metalldagi elektronlarning tezliklari bo'yicha taqsimotini Fermi-Dirak statistikasi ta'riflaydi deb oladi .

-Zommerfeld metallardagi erkin elektronlar uchun Pauli printsipi bajarilishini kursatadi. Pauli printsipiga asosan xar bir energetik satxda energiyalari teng, lekin spinlari qarama-qarshi yo'nalgan ikkitadan ortiq elektronlar joylasha olmaydi.

Zommerfeld nazariyasida elektr o'tkazuvchanlik uchun quyidagi ifoda hosil qilinadi:

$$\sigma = -\frac{4\pi e^2}{3m} \int_0^\infty V^2 \bar{l} \left(\frac{\partial f_o}{\partial V} \right) dV = \frac{-8\pi e^2}{3m^2} \int_0^\infty \bar{l} E \left(\frac{\partial f_o}{\partial E} \right) dE \quad (1.46)$$

Unda elektr utkazuvchanlik uchun

$$\sigma = \frac{ne^2 \bar{l}(E_F)}{mV(E_F)} \quad (1.47)$$

ifodani xrsil kilamiz. Zommerfeld nazariyasiga asosan elektr o'tkazuvchanlikda hamma elektronlar qatnashmaydi, unda fakat Fermi sathi yakindagi elektronlargina katnasha oladilar. Elektronning tezligi ham endi issikdik xarakati tezligi emas, balki Fermi sathidagi elektron tezligi olinadi. Urtacha erkin yugurish vaktini kiritamiz:

$$\tau_m = \bar{l}(E_F)/V(E_F). \quad (1.48)$$

Unda elektr o'tkazuvchanlik

$$\sigma = \frac{ne^2 \tau_m}{m}. \quad (1.49)$$

Ko'rinishdan bu ifoda oldingilariga o'xshasada, lekin butunlay boshqa qiymatga teng bo'lgan kattalikdir. τ_m Fermi sathidagi elektronlarning ikki ketma-ket tuqnashishlar orasidagi o'rtacha erkin yugurish vaqtidir.

1.3. Nb va Ta metallarining Fermi sirti

Nb metaliu va boshqa hajmi markazlashgan kubik sturukturaga ega bo'lgan o'tkinchi metallar uchun brilyuen zonasini $\Gamma\Delta H$ to'g'ri chizigi bo'yiga mattxeye [] tomonidan aqattiq zonalar modeli bo'yicha olib brogan zonalar struturasi hisoblashlari bir xil strukturaga ega bo'lgan o'tkinchi metallar uchun bir-birga yaqin natijalarga olib keladi. Bu esa mattxeyega va guruh metallari V, Nb va Ta larning Fermi sirtining asosiy elimentlarini ko'rsatishga sharoit yaratdi. Bu uchala metal uchun Fermi sirtining ko'rinishi 2 - rasimda keltirilgan va u quydagilarni o'z ichiga oladi:

1. Brillyuen 2 - zonasining ichidagi nuqtada joylashgan “teshik sohasi”.
2. ko'p bog'lanishli “teshik turubkasi” bu “turubkalar” Brillyuen zonasining $\langle 100 \rangle$ yo'nalishi (yoki $\Gamma\Delta H$ yo'nalishi) bo'yicha yo'nalgan b o'lib ularni “o'yingohlar junglisi” deb ham ataladi.
3. Brillyuenning 3 - zonasidagi N nuqtadagi “teshikli elektrdan” iborat soha W metallic zonalar strukturasiga oson N nuqtadagi ellepsoidlar izolyatsiyalangan. Agarda Fe metallic zonalar strukturasiga aylantirilsa bu ellepsoidlar ΓN yo'nalashidan “bo'yin”lar orqali ko'p bog'lamli “teshik”lar sirti bilan tutashga. Bu modellarning qaysi biri to'g'riroq ekanligini aniqlash uchun Fermi sirti bilan bog'liqbo'lgan fizikaviy hosilalarni tajriba yo'li bilan katta aniqlikda o'rganish lozim bo'ladi. Ichki “teshik”li Fermi sirti $\{100\}$ va $\{110\}$ yo'nalishlarda ko'p bog'lamli trubka shaklidagi “teshik”li sirt bilan tutashadi. Sipin-orbital o'zaro tasirni hisobga olish bundan tutashuvga olib keluvchi o'zgarishlarni olib tashlaydi. Magnit maydonining yetarlicha katta qiymatlarda sodr bo'ladigan magnit “teshikni” bunday bog'lanishlarni qayta tiklash mumkin.

2 –rasmda ko'rsatilgan Fermi sirti bir atomga beshta elektron tog'ri keluvchi H.M.K sitrukturaga ega bo'lgan metallar uchun erkin elektironlar modeludagi Fermi srt bilan umumiy o'xshashliklarni saqlab qolgan. To'rt valentli H.M.K strukturadaga ega bo'lagan metallarning elektironlar modeli bo'yicha Fermi sirtini

besh valentli H.M.K strukturadagi metal Fermi sirtiga ekstrapolyatsiya qilish Brilliyen zonali Γ nuqtasida oktaedr ko'rinishiga yaqin bo'lgan "teshik"li sohaning hosil bo'lishiga olib keladi.

Brilliyen uchinchi zonasida P nuqtadan Γ nuqtaga qarab chuzilgan yug'on "qo'l" shaklidagi elektironlar sirti, va to'rtinchi zonada uchinchi zonadagiga qaraganda biroz kattalashgan elektironlar sirti hosil bo'ladi. Ikkinchi zonadagi teshiklar sirti [3] rasmdagi Fermi sirtiga o'xshash. Elektiron holatlar esa R nuqta atrofidagi fazoni to'ldirib turadi. Ikkinchi zona erkin elektironlar modimdagidan biroz ko'proq to'lganligi sababli to'rtinchi zonada "elektiron cho'ntak"lar bu modimda mavjud emas.

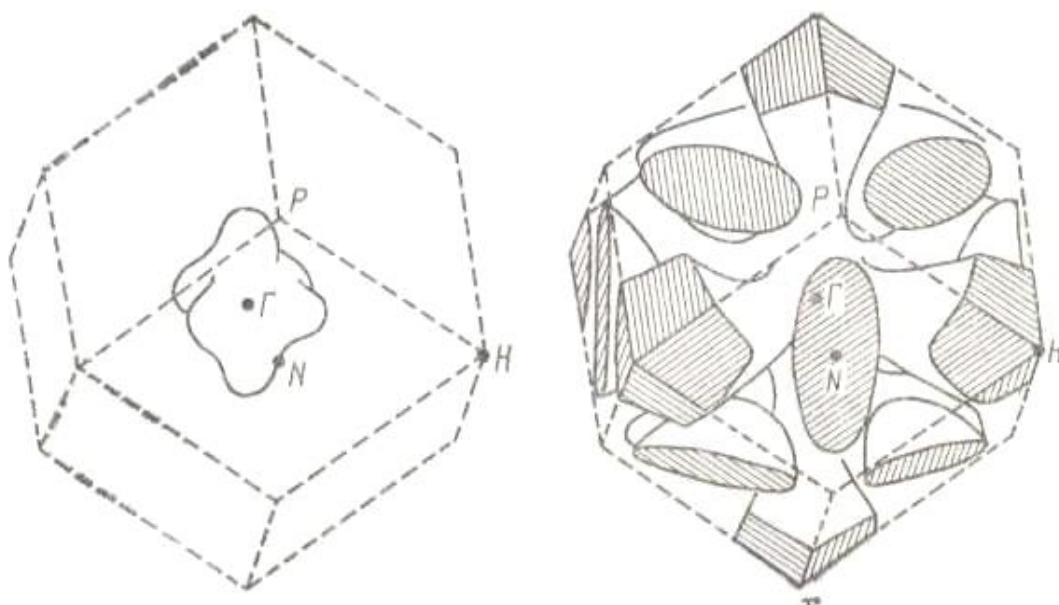
Nb metali zonalar sturukturasini OPV metod yordamida hisoblashlar va Kon ahamiyatini tekshirish bo'yicha tajribalar ko'rsatadiki Nb metalida Brilliyen zonasining Γ N yo'nalishi bo'yicha "teshik"li "cho'ntak"lar bir-biri bilan birlashmaydi.

Nb va Ta metallarining Fermi sirti ekstirimental yo'l bilan asosan de Xaaz-van Alfen effekti va galvonamagnet razmerli effektlarni o'lchash yo'li bilan o'rganilgan [6] Nb metalida ochiq orbitalar uchinchi tartibli o'qlar bo'yicha va ikkinchi tartibli o'qlar bo'ylab kuzatiladi . Torsin va Berlinkod [7] de Xaaz-van Al'fen effiktida osqillsiyalarning ikki magnet davrini kuzatishda va bu ikki davrini N nuqtaga "Teshik" li sirtga tegishli ekanligini tasdiqlaydi. Nb va Ta metallaridan magnit qarshilikning anizotropiyasi bo'yicha tajribalar Fermi sirtining yuqorida kuzatilgan tahlili to'lig'icha tasdiqlandi.Nb va Ta metallari uchun yangi hisoblashlar

Nb va Ta metallari uchun $\Pi\Pi\Pi$ B metod yordamida relyativistik tuzatishlarni hisobga olgan holda mahsus momentidan ,yangi hisoblashlar ham amalga oshirildi.Nb metal uchun 2-rasmda ko'rsatilgan Fermi sirtiga biror o'zgartirish bu metodda kuzatilamadi.Bu matodda ham spin-orbital o'zaro ta'siri hisobga olinmaganligi uchun Fermi sirtining T nuqtadagi "list"lari va uchinchi zonadagi ko'p bog'lamli o'yinchoq "jungle listlari" [220] va [100] simmetriya tekisliklarida

“aynigan” bo’ladi. Ta metali uchun spin-orbital o’zaro ta’sir bu “aynigan”ni olib tashlaydi, ammo holi bo’ladigan tirqishlar shunchalik kichikki tajribada magnit “teshilish” tufayli ularni ko’rish juda qiyin.

Boshqa tomonlari bo’yicha Mattheysning xisoblashlari 2- rasmdagi Fermi sirti parametrlarida maksimum 5% gacha farq qiladi. Shunday qilib Nb metalining va Ta metalining Fermi sirtlari yaxshi o’rganilgan bo’lib ular bir-biriga juda o’xshash.



Rasm. 1.2. Nb va Ta metallari Fermi sirtining ko’rinishi[2].

1.4. Bitiruv ishida vazifaning qo'yilishi

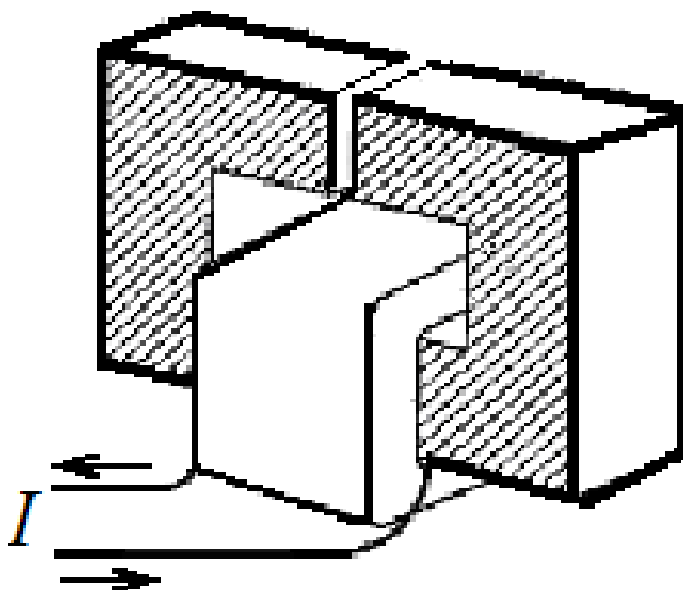
Yuqorida aytilganlarni hisobga olgan holda malakaviy bitiruv ishida quyidagi vazifalar qo'yildi:

1. Metallar va ularning qotishmalarining Xoll koeffisientining metallarning kristall va elektron tuzilishidan, temperaturadan bog'liqligi to'g'risida adabiyotlarda mavjud bo'lgan nazariy va eksperimental ma'lumotlarni o'rganib chiqish va tahlil etish.
2. Nb-Ta sistemasiga kiruvchi qotishmalarning Xoll koeffisientining temperaturaga bog'liqligini o'lchash imkonini beruvchi o'lchash qurilmasini organib chiqish ;
3. Nb-Ta sistemasiga kiruvchi qotishmalarning Xoll koeffisientining temperaturaga bog'liqligini o'lchash;
4. Nb-Ta sistemasiga kiruvchi qotishmalarning Xoll koeffisientining tarkibga bog'liqligi o'rganish.
5. Nb-Ta sistemasiga kiruvchi qotishmalarning elektron zonalar parametrlarini Xoll koeffisienti uchun olingan tajriba natijalaridan foydalanib hisoblashdan iborat.

II BOB. EKCPERIMENTAL QICM. O'LCHASH QURILMASI VA UNING TAVSIFI.

2.1. Elektromagnit va uning magnit maydoni.

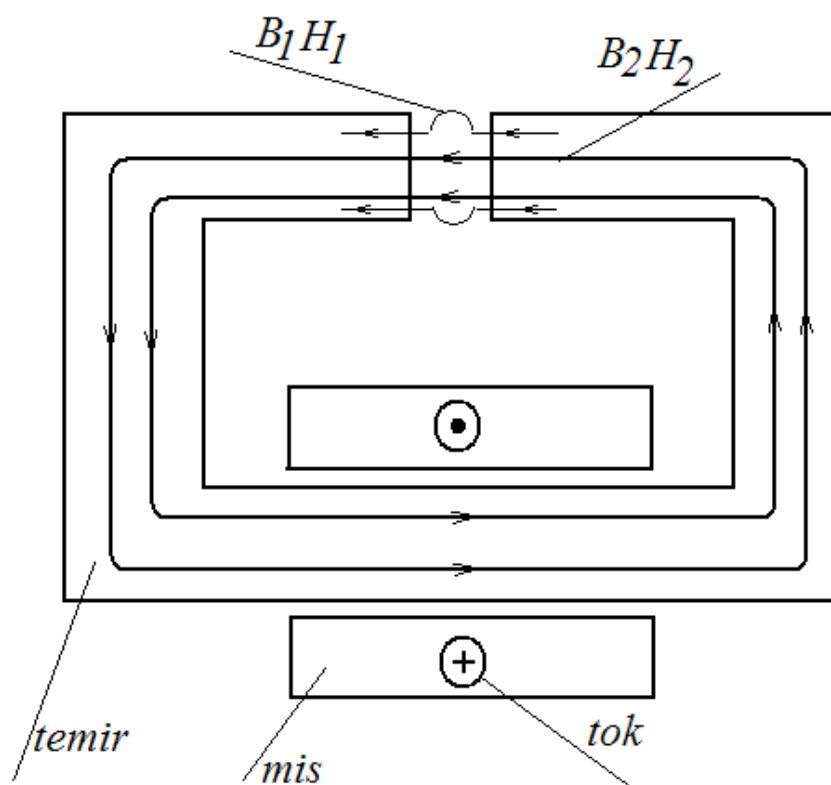
Standart shakldagi elektromagnitning sxematik shakli 2.1-rasmda ko'rsatilgan [6,7]. U-ko'rinishdagi temir o'zakdan va unga o'ralgan ko'p o'ramli simdan iborat. Elektromagnitning tirqishdagi magnit maydoni B nimaga teng ekanligini qarab chiqaylik.



2.1-rasm. Elektromagnitning sxematik shakli

Faraz qilaylik elektromagnit tirqishning kengligi uning barcha qismlarining o'lchamlariga nisbatan kichik bo'lsin. U vaqtda magnit maydonining kuch chiziqlari oddiy taroidning magnit maydoni kuch chiziqlari kabi yopiq chiziqni tashkil etadi. Ular xuddi 2.2-rasmda ko'rsatilgandek ko'rinishga ega bo'ladi. Kuch chiziqlari elektromagnit tirqishdan chiqishga xarakat qiladi, ammo tirqish tor bulsa bu effekt

juda kam buladi. Agar magnit uzakning kundalang kesimi xamma joyda bir xil bulsa va tirqishdagi xamda o'zakning burchaklaridagi chegaraviy effektlar xisobga olmaslik darajada kichik bo'lsa, butun magnit uzak buylab magnit maydonini bir jinsli deb qarash mumkin. Demak, tirqishdagi magnit maydoni B xam qiymat jixatdan xuddi temir uzakdagidek bo'ladi. 2.2-rasmdagi S berk konturni olib karaylik. Bu konturning bir tomoni tirkishda va bir tomoni temir uzakda joylashgan bo'lib, uzakning kundalang kesimi yuzi S -ga teng bulsin. Bu sirt orkali B magnit maydonining to'liq oqimi nolga teng bulishi lozim. Magnit maydoninig tirqishdagi qiymatini B_1 bilan, temirdagi qiymatini B_2 bilan belgilasak, $B_1A_1-B_2A_2=0$ bo'ladi. Bu yerda $A_1=A_2$ bo'lgani uchun $B_1=B_2$ ekanligi kelib chiqadi.

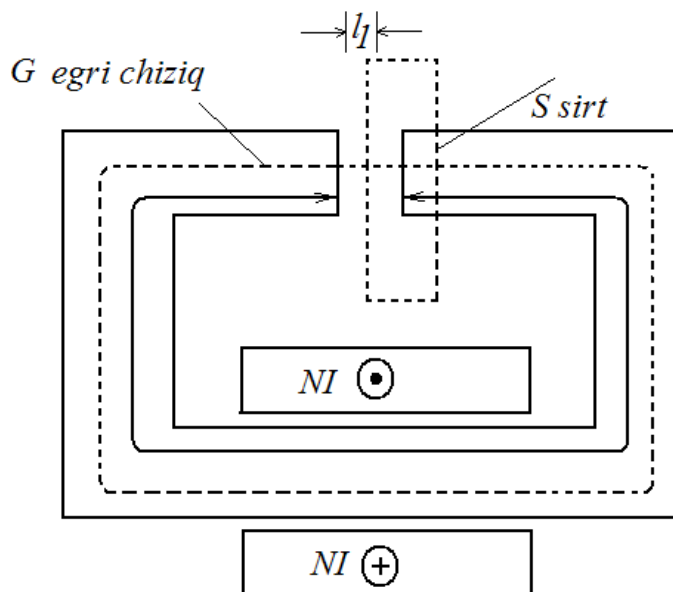


2.2-rasm. Elektromagnit maydoni kuch chiziklari umumiy kurinishi.

Endi magnit maydoni kuchlanganligi H ni karab chikaylik. Buning uchun 2.3-rasmdagi G kontur buylab olingan egri chizikli integralni ifodalovchi quyidagi tenglamadan foydalanamiz.

Bu erda j dan integral G kontur bilan chegaralangan sirt S buyicha olinadi. Elektromagnit chulgaminging xar bir o'rami bu sirtni bir marta kesib utadi. Shuning uchun xar bir uramning integralga ulushi I ga teng va xammasi bulib N ta uram bulgani uchun integral NI ga teng buladi. Ammo, endi H temir uzakda va xavoda xar xil buladi. Temir uzakdagi maydonni aylana buylab uzunligini l_2 bilan belgilasak, kuramizki egri chizikning bu kismi integralga $H_2 l_2$ ulush beradi. Tirkishdagi maydon H_1 ga, tirkish kengligi l_1 ga teng balsa tirkishning ulushi $H_1 l_1$ ga teng buladi. Shunday qilib quyidagini xosil kilamiz.

$$H_1 l_1 + H_2 l_2 = \frac{NI}{\epsilon_0 c^2} \quad (2.2)$$



2.3-rasm. Elektromagnitning ko'ndalang kesimi

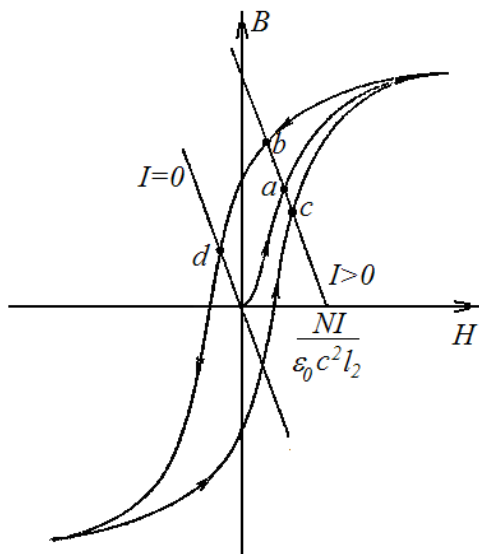
Ammo bu xali xammasi emas. Bizga ma'lumki xavo tirkishdagi magnitlanish xisobga olmaslik darajada kichik, shuning uchun $B_1=H_1$. Bundan tashkari $B_1=B_2$ bulgani uchun (2.2) tenglama kuyidagi kurinishni oladi.

$$B_2 l_1 + H_2 l_2 = \frac{NI}{\epsilon_0 c^2} \quad (2.3)$$

Yana ikkita noma'lum kolmokda. B_2 va H_2 ni topish uchun temir uzakda B ni H bilan bog'lovchi yana bir munosabat zarur buladi. Agarda takriban bulsada

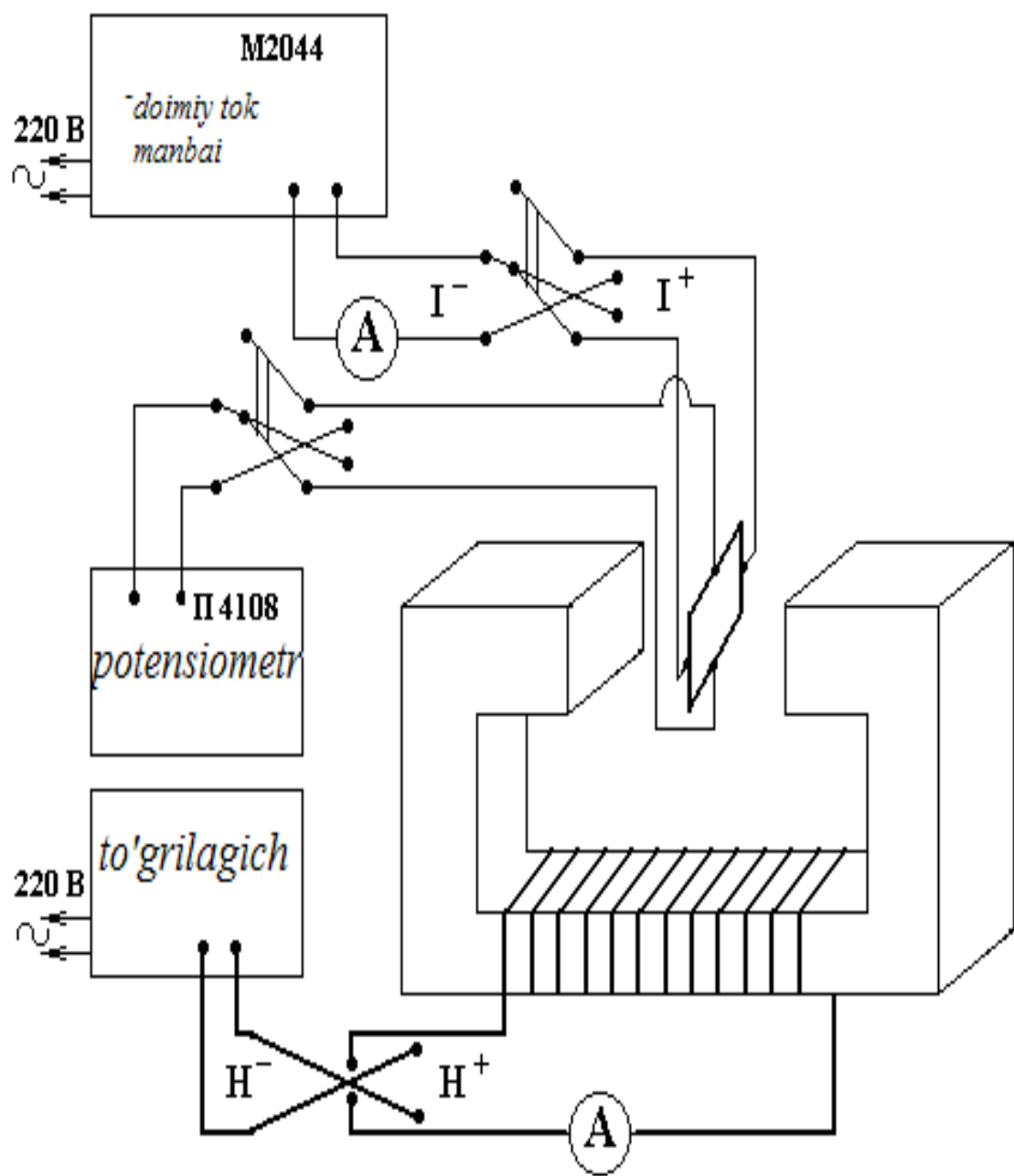
$$B_2 = \mu H_2 \quad (2.4)$$

deb xisoblasak (1.3) tenglamani algebraik ravishda echish mumkin. Yumshok temir uchun tipik magnitlanish egri chizigi va gisterizis xalkasini ifodalovchi 2.4-rasmdan foydalanib, yanada umumiyrok xolni karab chikaylik. Bu funksional munosabat bilan (2.3) tenglamaning birgalikdagi echimini topish zarur. Buning uchun (2.3) tenglamaning grafigini magnitlanish egri chizigi bilan birgalikda chizish lozim. Bu esa 2.4-rasmda kursatilgan. Bu grafiklar uzaro kesishgan nuktalar biz izlayotgan echimlar xisoblanadi.



2.4-rasm. Elektromagnitning maydonini aniqlash

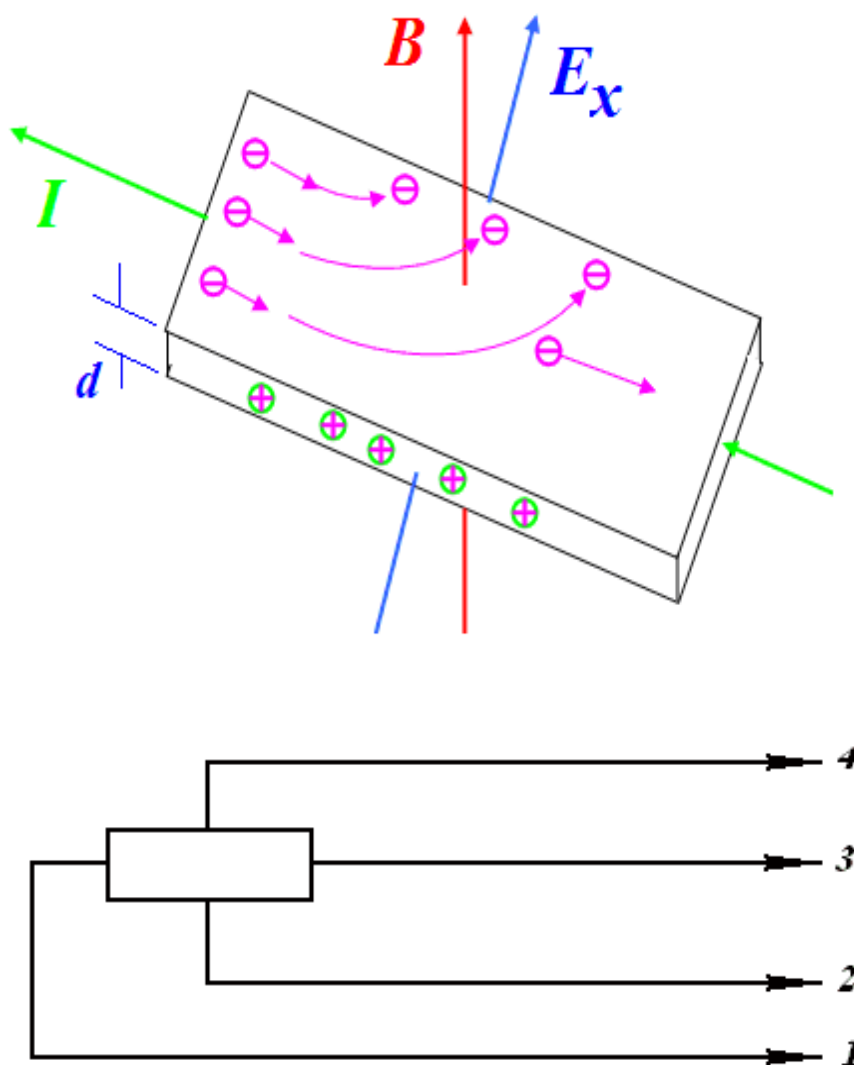
Berilgan I tok kuchi uchun (2.3) tenglama 2.4- rasmdagi $I > 0$ deb belgilangan tugri chizikni ifodalaydi. Bu tugri chizik H ($B_2=0$) -ukni $nH_2 = \frac{NI}{\varepsilon_0 c^2 l_2}$ uktada kesib utadi va $-\frac{l_2}{l_1}$ qiyalikka ega. Tok kuchining xar xil qiymatlari bu tugri chizikning uz-uziga parallel ravishda kuchishiga olib keladi. 2.4-rasmdan kurinadiki, tok kuchining berilgan qiymatida bir nechta echimlar mavjud buladi. Bu echimlar ularni kanday xosil kilishdan boglikdir. Agar magnit xozirgina kurulgan bulib tok kuchi xamendigina kushilgan bulsa magnit maydoni B ning qiymati 2.4- rasmdagi a nukta bilan aniklanadi. Agar biz tok kuchini juda kata qiymat gacha oshirib sungra to I qiymatgacha kamaytirsak, magnit maydonining qiymati 2.4-rasmdagi b nukta buyicha aniklanadi. Agar tok kuchini juda kata manfiy qiymatdan kamaytira borib to I qiymatgacha etib borilsa, magnit maydon c nukta buyicha aniklanadi. Demak magnitning tirkishdagi maydoni biz maydonni kaysi yul bilan xosil kilishimizdan boglik. Agar magnitdagi tok kuchi nolga teng bulsa, (2.3) formuladagi B va H urtasidagi munosabat 2.4-rasmdagi $I=0$ deb belgilangan tugri chizik orkali topiladi. Bu erda xam (2.3) formulaning xar xil echimlari mavjud. Agarda dastlab magnitning temir uzagini «tuyinish» gacha olib borilgan bulsa, magnitda koldik magnitlanishning ancha kata qiymati mavjud buladi va maydon d nukta buyicha aniklanadi. Bu xolda magnit chulgamlarini echib olib, doimiy magnit xosil kilishimiz mumkin. Kurinib turibdiki, yaxshi doimiy magnit xosil kilish uchun gisterizis xalkasi keng bulgan material kerak buladi.



2.5-Rasm. Elektromagnitni darajalash va Xoll kuchlanishini ulchash kurilmasining umumiy kurinishi

2.2. Xoll kuchlanishini ulchash uslubi

Metallarda Xoll effektini o'lchovchi qurilmaning sxemasi 2.6-rasmda ko'rsatilgan. Xoll kuchlanishini ulchash uslubi parallelopiped shaklidagi namunadan doimiy tok o'tkazib uni ko'ndalang doimiy magnit maydoniga joylashtirsak, tokning va magnit maydonining yo'nalashiga perpendikulyar yo'nalishida potensiallar farqi hosil bo'lishiga asoslangan [8]. (2.6-Rasm).



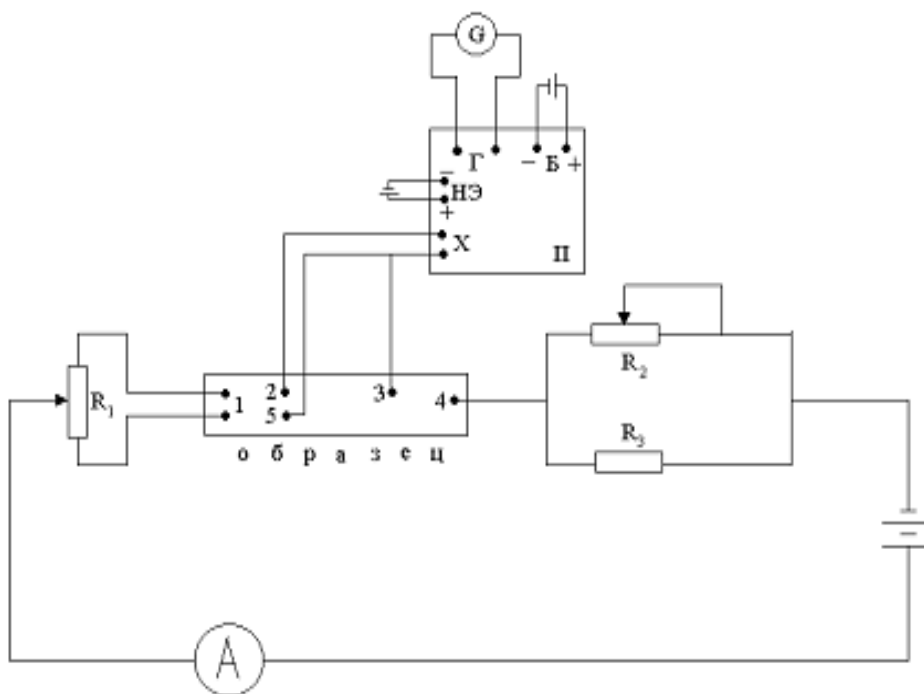
2.6-Rasm. Namunani elektromagnitga joylashtirish

Xoll kuchlanishni quyidagi formula bilan aniqlanadi:

$$U_x = R \frac{JB}{d} \quad (2.5)$$

bunda J-namunadan o'tuvchi tok, B-magnit maydon induksiyasi, d- namunaning qalinligi, R- turli materiallar uchun turlicha qiymat qabul qiluvchi doimiy kattalik bo'lib, unga Xoll koeffisienti deyiladi.

Namunani tok bilan ta'minlash uchun "istochnik pitanie M2044" tok manbai xizmat qiladi. Magnit maydonining nol qiymatida 2va 5 Xoll kontaktlarining no'ekvipotensialligini kamaytirish uchun elektr sxema tuziladi (2.7 rasm).



2.7. rasm. Namunani tok bilan ta'minlash sxemasi.

Avtotransformator yordamida to'g'rilagich orqali elektromagnit tok bilan ta'minlanadi. Bir vaqtda namunaga ham M2044" tok manbai orqali 1-1.5 A atrofida tok o'rnatiladi. Elektromagnitdan utayotgan tokning shu holatidagi qiymatida potensiometr yordamida Xoll kuchlanishining 2 va 5 klemmasida E.YU.K. ning qiymatini potensiometr yordamida o'lchab olinadi. So'ngra namunadan o'tayotgan tokning yonalishi o'zgaririb, yana potensiometr yordamida Xoll kuchlanishining 2 va 5 klemmasida E.YU.K. ning qiymatini potensiometr yordamida o'lchab olinadi. Shundan so'ng, elektromagnitdan o'tuvchi tokning yo'nalishi kommutator yordamida o'zgartiladi va yuqorida qayd qilingani singari o'lchashlar takrorlanadi. Shu tariqa magnit maydonning har bir yo'nalishida Xoll kuchlanishining Jami to'rtta qiymati olinadi va o'rta arifmetigi topiladi.

$$U_x = \frac{U_{B_+}^{I^+} + U_{B_-}^{I^+} + U_{B_+}^{I^-} + U_{B_-}^{I^-}}{4}$$

Bu erda $- U_{B_+}^{I^+}$ va boshqa kuchlanishlar Xoll kuchlanishining magnit maydon va tok kuchining turli yonalishlardagi oladigan qiymatlari.

2.3. O'lchash uchun namuna tayyorlash

Xoll koeffitsientini o'lchashda namuna tayyorlashda uning hajmiga katta e'tibor berish kerak. Agar bizga 2 komponentali namunalar tayyorlash kerak bo'lsa, ularning foizli ulushlari (%) ni bilish zarur bo'ladi. Masalan (bunda A va B lar misol sifatida ixtiyoriy ravishda olingan):

AB_3 - A (25 %), V (75 %)

AB_2 - A (33.3 %), V (66.6 %)

AB - A (50 %), V (50 %)

A_2B - A (66.6 %), V (33.3 %)

Bizga AB_3 birikmadan 2 grammlı namuna tayyorlash kerak bo'lsin, buning uchun quyidagi formula orqali A – dan qancha gramm yoki B – dan qancha gramm olishni hisoblash mumkin.

$$\left. \begin{aligned} P_A &= \frac{P_0 \cdot A \cdot a}{A \cdot a + B \cdot b}, \\ P_B &= \frac{P_0 \cdot B \cdot b}{A \cdot a + B \cdot b}, \end{aligned} \right\} \quad (2.4.5)$$

Bu erda P_0 – namunaning umumiy og'irligi,

A va a - A – ning ximiyaviy atom og'irligi va foizi (%).

B va b - B – ning ximiyaviy atom og'irligi va foizi (%).

P_A va P_B - A va B larning gramm ulushlari.

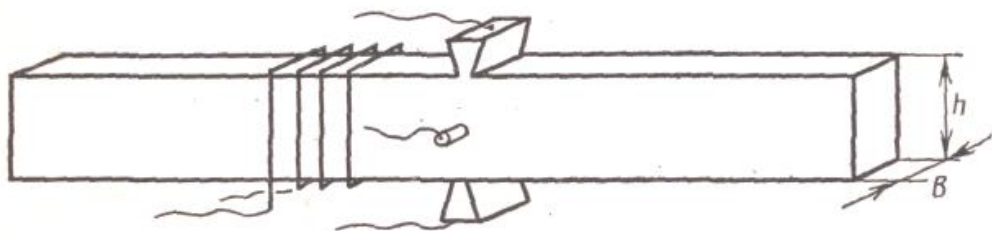
Bizda $P_0 = 2$ gramm, $a = 33.3\%$, $b = 66.6\%$. Agar A- ni Tb (terbiy), B – ni In (indiy) deb olsak, $A = 65$, $B = 49$ - ga teng bo'ladi. U holda bu qiymatlarni (3.1.5) formulaga qo'ysak, quyidagi natija kelib chiqadi.

$$P_A = 0.80 \text{ gramm,}$$

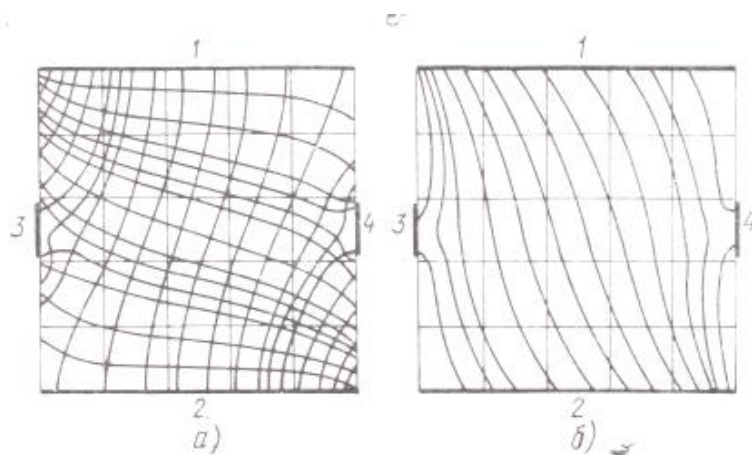
$$P_B = 1.20 \text{ gramm.}$$

$$P_0 = P_A + P_B = 2 \text{ gramm.}$$

Yuqorida aytilgan usul bilan namuna tarkibi hosil qilamiz. Sintez qilingan namunadan yupqa parallelopiped shaklidagi plastinka tayyorlaymiz. 2.9. rasmda yupqa plastinka ko'rinishidagi namunalarning geometrik shakli keltirilgan. Tajribalar natijalarining ko'rsatishicha Xoll kuchlanishining qiymatini to'g'ri o'lchash uchun namuna bo'yining eniga nisbati muhim ahamiyatga ega bo'lig bu nisbat kamida 3 ga bir bolgandagina tajribalar natijalarini to'g'ri deb hisoblash mumkin.



Rasm 2.8. Maxsus usul bilan tayyorlangan Xoll kontaktlari

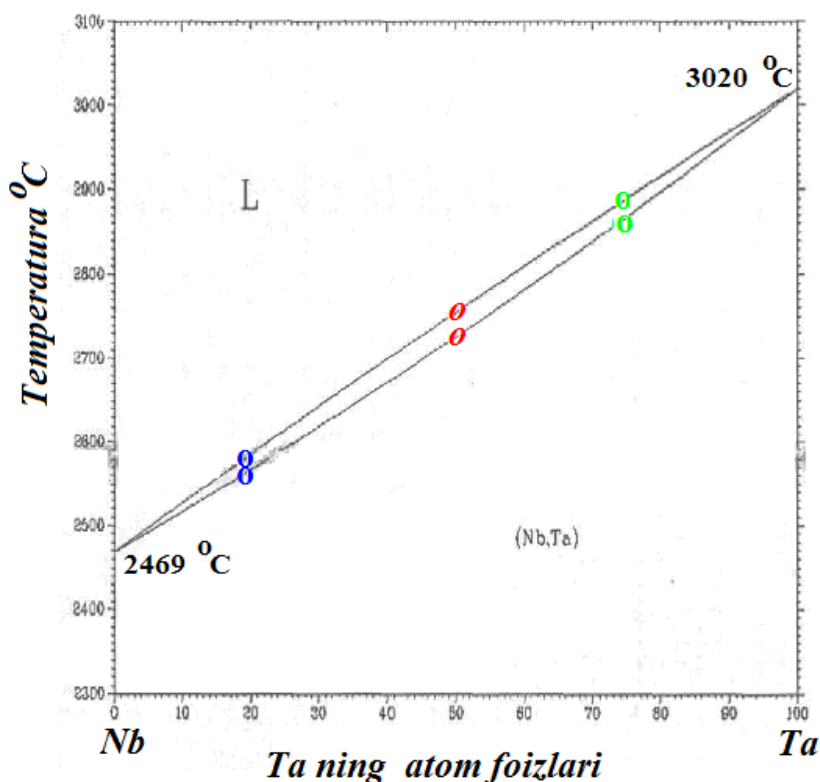


Rasm 2.9. Xoll koeffisientini o'lchash uchun namunalarda ekvipotentsial chiziqlarning namuna o'lchamlaridan bog'liqligi

III BOB. EKSPERIMENTAL TAJRIBA NATIJALARI VA ULARNING TAHLILI

3.1. Nb – Ta sistemasi fazaviy holat diagrammasi

Nb – Ta sistemasi fazaviy holat diagrammasi 3.1 – rasmda ko'rsatilgan. Rasmdan ko'rinib turibdiki Nb va Ta metallarining barcha konsentratsiyalarida qotishmalar qattiq eritma shaklida bo'ladi. Nb metalining erish temperaturasi 2469°C bo'lib, Ta metalining erish temperaturasi esa 3020°C ni tashkil etadi. Demak har ikkala toza metall ham erish temperaturasi yuqori bo'lgan metallar jumlasiga kiradi. Likvidus va solidus chiziqlari orasidagi temperatura farqi Ta metalining 50 % li qotishmasiga to'g'ri kelib taxminan 55 graduslarni tshkil etadi



Rasm 3.1. Nb – Ta sistemasi fazaviy holat diagrammasi

3.2. Nb – Ta sistemasi qotishmalari Xoll koefitsientining temperaturadan bog'liqligi

Malakaviy bitiruv ishimizda Nb - Ta sistemasiga kiruvchi **80Nb20Ta**, **50Nb50Ta**, **25Nb75Ta** qotishmalarning va toza Nb va toza Ta metallarining Xoll koefitsientining temperaturaga bog'liqligi xona temperaturasidan to 1000 K temperaturagacha oraliqda eksperimental yo'l bilan aniqlandi. Tajriba natijalari 3.2. - rasmda keltirilgan. Rasmdan korinib turibdiki toza Nb va toza Ta metallarining Xoll koefitsienti xona temperaturasidan to 1000 K temperaturagacha oraliqda temperatura o'zgarishi bilan deyarlik o'zgarmaydi. Bu esa ularning Fermi sirtlari tuzilishining temperatura ta'sirida deyarlik o'zgarmasligidan dalolat beradi. Nb – Ta sistemasiga kiruvchi yana uchta namunaning Xoll koefitsientining xuddi toza Nb va Ta holidagidek temperaturadan bog'liq bo'lmasligi Nb metali tarkibiga Ta metali atomlarining kiritilishi ham Fermi sirti topografiyasida hech qanday o'zgarish ro'y bermasligidan dalolat beradi. Xoll koefitsientining tajribadan topilgan qiymatlaridan foydalanib elektronlarning zona parametrlarini hisoblab topish mumkin. Buning uchun quyidagi protseduradan foydalanamiz.

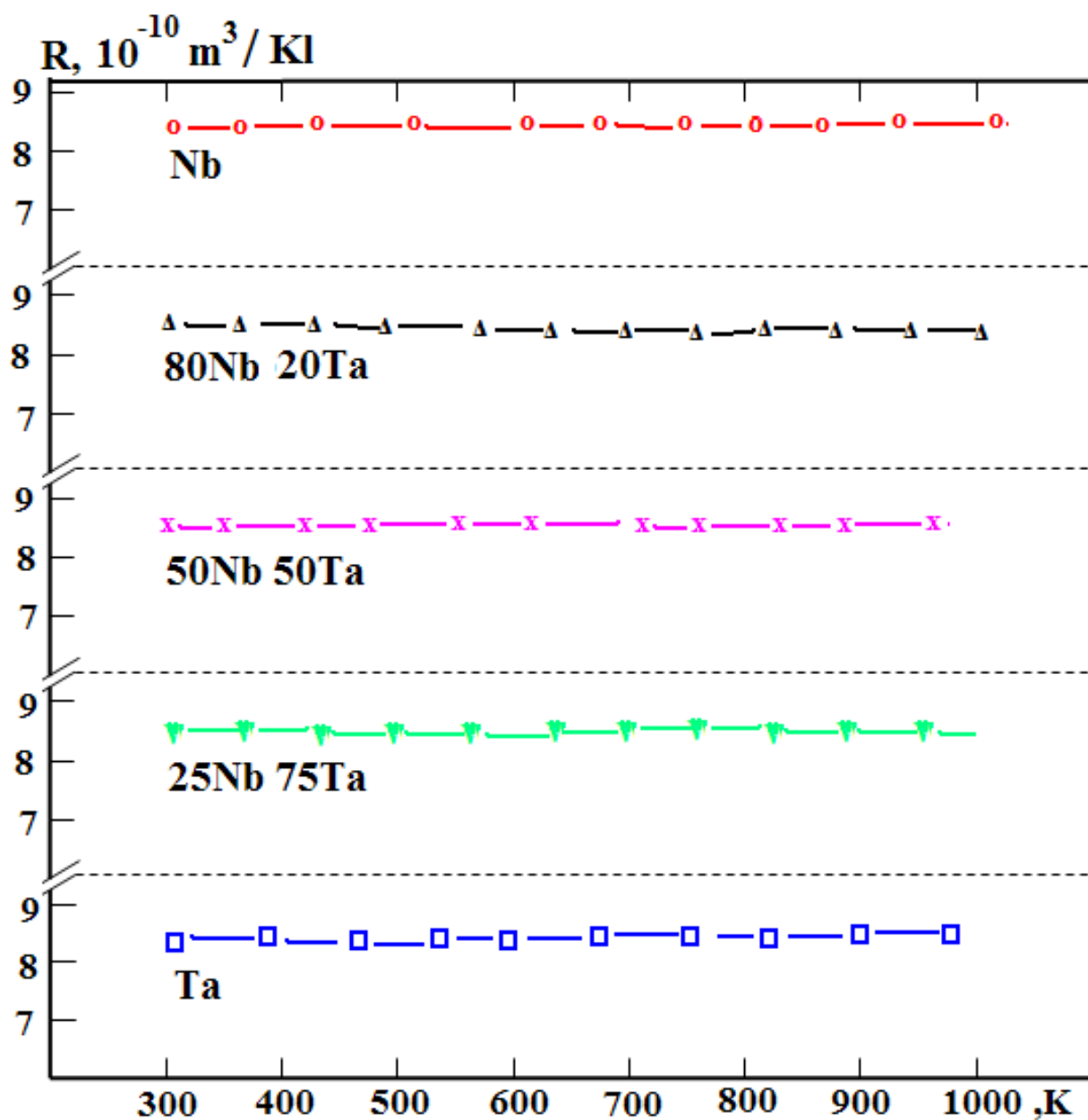
Ma'lumki Xoll effekti ta'rifiga ko'ra Xoll kuchlanishi quyidagi ifoda bilan topiladi.

$$U_H = R_H \frac{IB}{d} \quad (3.1)$$

Bu erda I- namunadan o'tayotgan tok kuchi,

B - namuna joylashgan maydonning induksiyasi,

d - namunaning qalinligi



3.2. Rasm. Nb – Ta sistemasi qotishmalari Xoll koeffitsientining temperaturadan bog'liqligi

Xoll kuchlanishini bilgan holda Xoll koeffisienti quyidagicha topish mumkin :

$$R_H = \frac{U_H d}{IB} \quad (3.2)$$

Xoll koeffisientining tajribada olingan qiymatlari asosida quyidagi ifoda yordamida t erkin elektronlar konsentrasiyasini hisoblash mumkin.

$$n = \frac{1}{R_H e} \quad (3.3)$$

Bu erda e - elementar zaryad

Demak Xoll koeffitsientining qiymatidan foydalanib (3.3) formula yordamida elektronlarning konsentratsiyasini hisoblashimiz mumkin. Hisoblab topilgan konsentratsiyaning qiymatlari 3.1. jadvalda keltirilgan.

3.1 - jadval

№	Namunalar	$R_H, 10^{-10}$ m^3/Kl	$n, 10^{28}$ m^{-3}	$K_F, 10^{10}$ m^{-1}	$E_F,$ eV	$V_F,$ m/s
1	Nb	8.8	7.1	5.85	1.28	7.02
2	80Nb20Ta	8.5	7.3	5.9	1.3	7.08
3	50Nb50Ta	8.6	7.2	5.87	1.33	7.02
4	25Nb75Ta	8.5	7.3	5.9	1.3	7.08
5	Ta	8.4	7.4	5.94	1.35	7.1

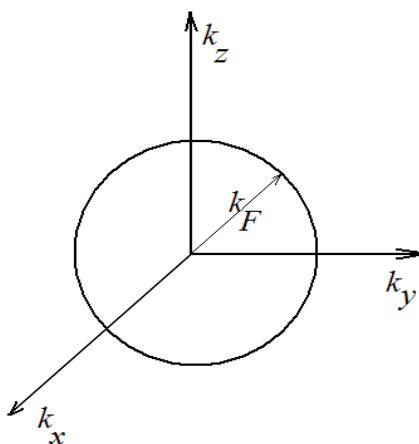
Erkin elektronlar modeliga ko'ra metallarning Xoll koeffisienti quyidagiga teng

$$R_H = -\frac{1}{ne} \quad (3.4)$$

Erkin elektronlar modeliga ko'ra metallarning kopchilk xossalari erkin elektronlar holati bilan aniqlanadi. Shuning uchun erkin elektronlarning energiya bo'yicha taqsimoti muhim sanaladi. Metaldagi erkin elektronlar orasidagi Kulon ozaro inarish kuchi bu elektronlarning kristall panjara tugunlaridagi ionlar bilan o'zaro tortish kuchini kompensasiyalaydi. Shunga asosan sistemadagi N erkin elektronlarning egallagan holati erkin elektronlar modeliga ko'ra k – fazoviy sfera ichidagi nuqtalardek ko'rinishda deb faraz qilinsa elektronlar bu sfera sichida 1.6 rasmda tasvirlangan k_F radiusdagi sferik sohani egallaydi. Bunga Fermi sferasining radiusi deyiladi va quyidagi ifoda yordamida aniqlanadi. .

$$k_F = (3\pi^2 n)^{\frac{1}{3}} \quad (3.5)$$

Bu erda n – tok tashuvchi elektronlar konsentrasiyasi.



3.3. Rasm. Erkin elektronlar modeli bo'yicha metallarda Fermi sirti

Elektronlar egallagan sfera sirti Fermi siirti deyiladi. Bu sirtning energiyasi Fermi energiyasi deyiladi. Fermi energiyasi deb absolyut nol temperaturadagi metalda erkin elektronlar ega bo'lishi mumkin bo'lgan maksimal energiyaga ayniladi quyidagi ifoda yordamida hisoblanadi.

$$\varepsilon_F = \frac{\hbar^2}{2m} k_F^2 \quad (3.6)$$

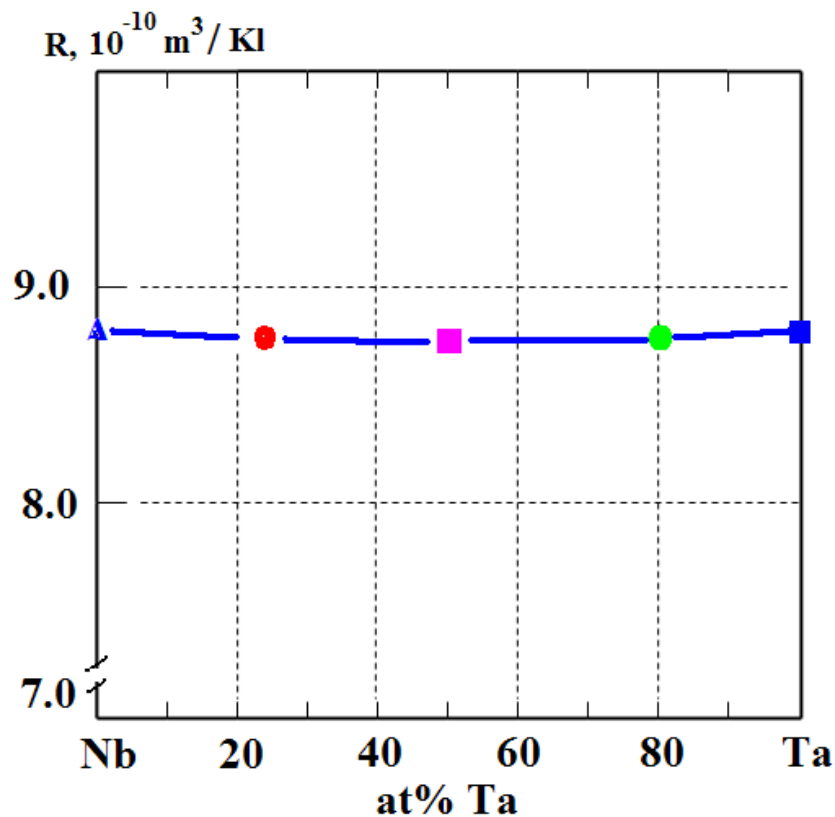
Yuqorida qayd etilganlarga ko'ra Nb-Ta sistemasiga kiruvchi **80Nb20Ta, 50Nb50Ta, 25Nb75Ta qotishmalarning** xona temperaturasidagi Xoll kuchlanishini tajribadan aniqlash orqali tok tashuvchi zaryadlar konsentrasiyasi - n , Fermi sferasining radiusi – K_F va Fermi energiyasi- E_F lar va Fermi tezligi V_F hisoblandi. Hisoblash natijalari 3.1 jadvalda keltirilgan. Jadvaldan ko'rinib turibdiki, namunaning tarkibida Ta metalining qo'shilishi bilan Xoll koeffitsientining konsentratsiyadan ham va temperaturadan ham bog'liq emasligi ma'lum bo'ldi. 3.2. jadvalda erkin elektronlar modeli bo'yicha hisoblab topilgan ba'zi toza metallar uchun elektronlarning zona parametrlari keltirilgan. 3.1. – jadvaldagi bizning natijalar bilan adabiyotlardan olingan zona parametrlarining tartibi bir xil ekanligi ko'rinib turibdi.

Ba'zi toza metallar uchun elektronlarning zona parametrlari . 3.2.-jadval

Валентность	Металл	Концентрация электронов N/V , см ⁻³	Параметр r_s *)	Волновой вектор Ферми k_F , см ⁻¹	Скорость Ферми v_F , см/сек	Энергия Ферми ϵ_F , эВ
1	Li	$4,70 \times 10^{22}$	3,25	$1,11 \times 10^8$	$1,29 \times 10^8$	4,72
	Na	2,65	3,93	0,92	1,07	3,23
	K	1,40	4,86	0,75	0,86	2,12
	Rb	1,15	5,20	0,70	0,81	1,85
	Cs	0,91	5,63	0,64	0,75	1,58
	Cu	8,45	2,67	1,36	1,57	7,00
	Ag	5,85	3,02	1,20	1,39	5,48
	Au	5,90	3,01	1,20	1,39	5,51
2	Be	24,2	1,88	1,93	2,23	14,14
	Mg	8,60	2,65	1,37	1,58	7,13
	Ca	4,60	3,27	1,11	1,28	4,68
	Sr	3,56	3,56	1,02	1,18	3,95
	Ba	3,20	3,69	0,98	1,13	3,65
	Zn	13,10	2,31	1,57	1,82	9,39
	Cd	9,28	2,59	1,40	1,62	7,46
3	Al	18,06	2,07	1,75	2,02	11,63
	Ga	15,30	2,19	1,65	1,91	10,35
	In	11,49	2,41	1,50	1,74	8,60
4	Pb	13,20	2,30	1,57	1,82	9,37
	Sn (w)	14,48	2,23	1,62 ^x	1,88	10,03

3.3. Nb – Ta sistimasini Xoll koeffisientining tarkibidan bogliqligi

Nb - Ta sistemasiga kiruvchi **80Nb20Ta**, **50Nb50Ta**, **25Nb75Ta** qotishmalarning va toza Nb va toza Ta metallarining Xoll koeffitsientining temperaturaga bog'liqligi xona temperaturasidan to 1000 K temperaturagacha oraliqda eksperimental yo'l bilan aniqlangan natijalaridan foydalanib Xoll koeffisientining namuna tarkibidan bog'liqligini o'rganildi. Natijalar 3.4. Rasmda keltirilgan. Rasmdan ko'rinib turibdiki, namunaning tarkibida Ta metalining qo'shilishi bilan Xoll koeffitsientining konsentratsiyadan ham va temperaturadan ham bog'liq emas.



3.4. Rasm. Nb – Ta sistemi qotishmalari Xoll koeffitsientining tarkibdan bog'liqligi

Nb – Ta sistemasiga kiruvchi yana uchta namunaning Xoll koeffisientining xuddi toza Nb va Ta holdagidek temperaturadan bog'liq bo'lmasligi Nb metali

tarkibiga Ta metali atomlarining kiritilishi ham Fermi sirti topografiyasida hech qanday o'zgarish ro'y bermasligidan dalolat beradi. Xoll koeffitsientining tajribadan topilgan qiymatlaridan foydalanib elektronlarning zona parametrlarini hisoblab topilgan qiymatlari ham buni tasdiqlaydi.

Xulosa.

Malakaviy bitiruv ishida olib borilgan tadqiqot ishlarini jamlab quyidagilarni aytish mumkun:

1. Metallar va ular qotishmalarining galvanomagnit xossalari va ularning elektron zonalar parametrlaridan bog'liqligi to'g'risidagi adabiyotlarda mavjud bo'lgan nazariy ma'lumotlar bilan tanishib chiqildi.
2. Metallar holi ko'effitsiyentning temperaturadan bog'liqligini keng diapazonda o'lchash imkonini beruvchi doimiy tok va doimiy magnit maydoni usulining ishlash prinsipi va tuzilishi o'zlashtirildi.
3. Nb-Ta sistemaga kiruvchi 80 Nb20Ta, 50Nb 50Ta va 25Nb20Ta qotishmalarining va Nb va Ta toza metallarining Xoll ko'effitsienti xona temperaturasidan 1000 K gacha oraliqda o'lchandi.
4. Nb –Ta sistemasi qotishmalarning Xoll ko'effitsientining elementlar konsentratsiyasidan bog'liqligi o'rganib chiqildi va Nb metaliga Ta metalining qo'shilishi Nb metali Fermi sirtining topografiyasida hech qanday o'zgarish bo'lmasligi aniqlandi.
5. Nb-Ta sistemasi qotishmalari, Nb va Ta metallari uchun elektronlar konsentratsiyasi, Fermi energiyasi, Fermi radiusi va Fermi sirtidagi elektronlar tezligi Xoll ko'effitsientining tajribalardan olingan natijalari asosida hisoblab chiqildi.

Adabiyotlar

1. Вонсовский С.В. Магнетизм. М.: Наука, 1971, 1031с.
2. А.Крекнелл, К.Уонг. Поверхность Ферми. Москва. Атомиздат. 1978
3. Ч. Киттель Введение в физику твердого тела. М. Наука. 1978
4. Ирхин Ю. П., Ирхин, В. Ю. Электронные строение и физические свойства переходных металлов ПМ. Свердловск. 1989,115с
5. Ирхин В. Ю., Ирхин Ю. П. Электронная структура, физические свойства и корреляционные эффекты в d- и f – металлах и их соединениях. Екатеринбург: УрО РАН, 2004, 139-176, 200-265 с
6. Mattheiss L.F. The Fermi surface of metalls grupe V a. Phys.Rev. 1969. v.173. p.325.
7. Чечерников В. И. Магнитные измерения. М.: МГУ. 1969.с.388
8. Кучис Е.В. Гальваномагнитные эффекты и методы их исследование. М.Радио и связь. 1990
9. Karplus R., Luttinger J.M. Hall effect in ferromagnetics. //Phys.Rev. 1954, v95, N5, p.1154-1160
10. Дж.Займан. Принципы теории твердого тела. М., 1974.
11. Обухов А.Г. Волошинский А.Н. Кинетические явления в металлах и сплавах. Екатеринбург, УрГУ. 2000, с. 297
12. www.ziyounet.uz.