

З.М.БОБУР НОМИДАГИ АНДИЖОН

ДАВЛАТ УНИВЕРСИТЕТИ

Физика – математика факультети

Физика кафедраси

Р Е Ф Е Р А Т

Мавзу: ХОЛЛ ЭФФЕКТИ

Бажарди: 4Ф2 гуруҳ талабаси Ш.Баратова.

АНДИЖОН – 2016

Мавзу: Холл эффекти

Режа

КИРИШ

Асосий қисм

- 1. Яримўтказгичларда электр ўтказувчанлик механизми.**
- 2. Холл эффекти**
- 3. Холл эффекти ёрдамида заряд ташувчиларнинг
концентрацияси ва ҳаракатчанлигини ўлчаш усуллари**

Хулоса.

Фойдаланилган адабиётлар рўйхати

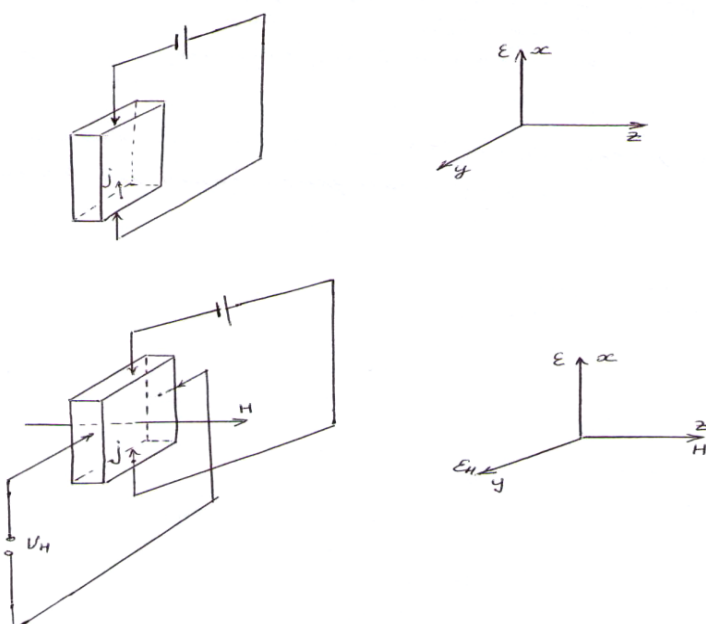
КИРИШ

Яримўтказгичли материалларнинг ажойиб хоссалари, яъни температурага, ёруғликка, киришмалар концентрациясига, босимга, электр ва магнит майдонларга юқори сезгирлиги яримўтказгичлар электроника соҳасини кескин ривожланишига олиб келди. Бунга мисол тариқасида электроникани янгидан - янги бўлимлари: микроэлектроника, оптоэлектроника, акустоэлектроника соҳалари билан бир қаторда магнитоэлектроника соҳаси ҳам пайдо бўлди.

Хозирги пайтда магнитоэлектроникада гальваномагнит ҳодисалар: Холл эффекти ва бошқалардан фойдаланган ҳолда улар асосида турли гальваномагнит асбоблар яратилмоқда. Улардан амалий қурилмалар тайёрланмоқда. Эркин заряд ташувчилар (электронлар, каваклар) концентрацияси (n, p) ни ва ҳаракатчанлик (μ_p, μ_n) ни ўлчашиинг бир қанча усуллари мавжуд. У ёки бу усулнинг қўлланиши уларнинг метрологик характеристикасига, ўлчанаётган параметрларни тушунтириш маълумотларга бойлига, ўлчаш усулларининг физик асослари, намунанинг электрофизик хоссалари, геометрик шакли ва ўлчамларига боғлиқ. Ўлчаш усулини танлашда булардан ташқари ускуналарнинг техник мураккаблиги, физик катталикларни ўлчашдаги хатоликларни назарда тутиш керак. Заряд ташувчилар концентрацияси ва ҳаракатчанлигини ўлчаш усуллари ичида кенг тарқалгани Холл эффектига асосланган усулдир. Бу усул билан яримўтказгач намунада n, μ_n ни ўлчашдан ташқари, электр ўтказувчанлик типини ҳам аниқлаш мумкин. Заряд ташувчилар концентрацияси ва ҳаракатчанлигини температурага боғлиқлигини ўлчаб, тақиқланган зона кенглигини, киришмаларнинг маҳаллий энергетик сатҳлари, ионизация энергияси, киришма атомларнинг концентрацияси ва заряд ташувчиларнинг сочилиш механизмларини аниқлаш мумкин.

1. Яримўтказгичларда электр ўтказувчанлик механизми.

Яримўтказгич материалга турли ташқи кучлар(электр ва магнит майдон) таъсир қилдириб кўрайлик. Бунда заряд ташувчилар мувозанатсиз ҳолатда бўлади: ташувчиларнинг йўналишли кўчиши – кўчиш ҳодисаси пайдо бўлади. 1- расмда кристаллга электр, электр ва магнит майдон кучлари таъсири кўрсатилган.



1-расм Баъзи бир кинетик ҳодисаларни ҳосил бўлиш схемаси.

Бир жинсли кристаллга ташқи электр майдон қўйилганда электр токини келтириб чиқаради. Бунга сабаб кристаллнинг рухсат этилган зоналарида эркин ташувчиларнинг ташиши бўлиб, ток зичлиги

$$\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E} \quad (1.1)$$

аниқланади. Бунда σ – пропорционаллик коэффиценти, модданинг солиштирама электр ўтказувчанлиги дейилади; E – электр майдон кучланганлиги. Кристаллга бир вақтнинг ўзида бир қанча ташқи кучлар, масалан, электр ва магнит майдони қўйилган бўлсин ва улар кучланганлик вектори ўзаро перпендикуляр (1-расм, б). Бу ҳолда E майдон таъсирига x ўқ

бўйлаб ташувчилар ҳаракат йўналиши, магнит майдон $\mathbf{H}$ таъсирида у ўқ бўйлаб кўчишига ташкил этувчи ҳосил бўлади. Кристаллни қарама-қарши чеккаларида ϵ_n э.ю.к , яъни ҳолл э.ю.к ҳосил бўлади. Бу эффект Холл эффекти дейилади, пропорционаллик коэффициенти R ифодада

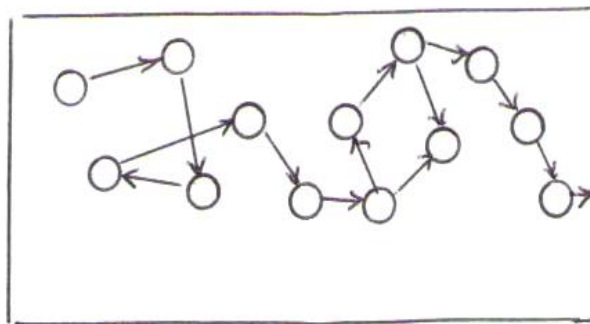
$$\epsilon_n = RHj \quad (1.2)$$

Холл коэффициенти дейилади.

Барча ҳамма ҳолларда яримўтказгичга қандайдир F_i кучлар таъсири кристаллда заряд ташувчиларнинг кўчишини ҳосил қилади, бу кўчишга кинетик ҳодисалар деб ҳам аталади. Юқоридаги (1) ва (2) ифодалардаги σ ва R кинетик коэффициентлар деб аталади.

Мисол тариқасида солиштирма электр ўтказувчанликни сифат томонларини кўрамыз.

Кристаллни даврий майдонида ҳаракатланувчи электроннинг тезлиги $V = \frac{nk}{m}$ эканлиги аниқланган ва у вақтга боғлиқ эмас. Бундан шу келиб чиқадики, идеал кристаллда ташқи электр майдон бўлмаганда сўнмас электр токи бўлиши, яъни идеал кристалл нол қаршиликли бўлиши ёки электр ўтказувчанлик чексиз бўлиши керак. Бироқ реал кристаллар чегараланган электр ўтказувчанлик , кристалл даврий майдонида бузилиши билан боғлиқ бўлади. Даврийликни бузилишларидан бири панжара атомларининг иссиқлик тебранишидир. Атомларнинг бундай тебраниши таъсир сферасига учраган электронлар ҳаракат траекторияси эгирланади, яъни улар сочилади. Ундан ташқари, реал кристаллда кристалл панжарани бузувчи турли нуқсонлар: киришма атомлар, ваканция, дислокация ва бошқалар бўлади. Бу нуқсонлар ҳам электронларни сочилишига олиб келади. Панжарада кристаллда электрон мураккаб траектория билан ҳаракатланади, қайсики ҳар бир акт сочилишидан кейин ўзгаради. Бунга заряд ташувчиларнинг йўналишли кўчиши бўлади. (2-расм).



2-расм Яримўтказгичда ташқи кучлар таъсирида заряд ташувчиларнинг кўчиши

Сочилишни миқдорий ўлчови ёки эркин югуриш йўли l (иккита тўқнашиш орасида ташувчини ўтишининг ўртача масофаси), ёки тўқнашишлар орасидаги ўртача вақт τ хизмат қилади, яъни

$$\tau = \frac{l}{v} \quad (1.3)$$

Бу ерда v - электрон тезлиги.

Вақт τ релаксация вақти деб ҳам аталиб, у кристаллга берилаётган ташқи кучлар учирилганда токни сўнишини ҳарактерлайди.

Шундай қилиб, ташувчиларга бир томондан, тартибли ҳаракатлантирувчи ташқи куч таъсири, бошқа томондан – ташувчиларни тартибсиз хаотик ҳаракатга келтирувчи сочилиш таъсир қилади.

Иккита қарама-қарши таъсир қилувчи кучлар натижасида кристаллда заряд ташувчилар ҳаракати ўртача тезлик $\vec{v}$ ўрнатилади, у электр майдонига пропорционал

$$\vec{v} = \mu \vec{E} \quad (1.4)$$

Катталик μ , кучланганлик $1B/c$ майдонда ташувчининг ўртача тезлигига тенг бўлган катталик бўлиб, заряд ташувчиларнинг ҳаракатчанлиги дейилади. Унинг ўлчами $sm^2/(V \cdot s)$. Шундай қилиб, ўртача тезлик,

ҳаракатчанликни билган ҳолда солиштирма электрўтказувчанли

$$\delta = ne\mu \quad (1.5)$$

га тенг. Демак, электр ўтказувчанлик тўқнашишлар сони ва характериға, яъни сочилиш актлар сони ва харатериға боғлиқ. Шу сабабли умумий мулоҳазалардан барча кинетик коэффициентлар эркин заряд ташувчиларнинг релаксация вақти билан аниқлаш мумкин экан.

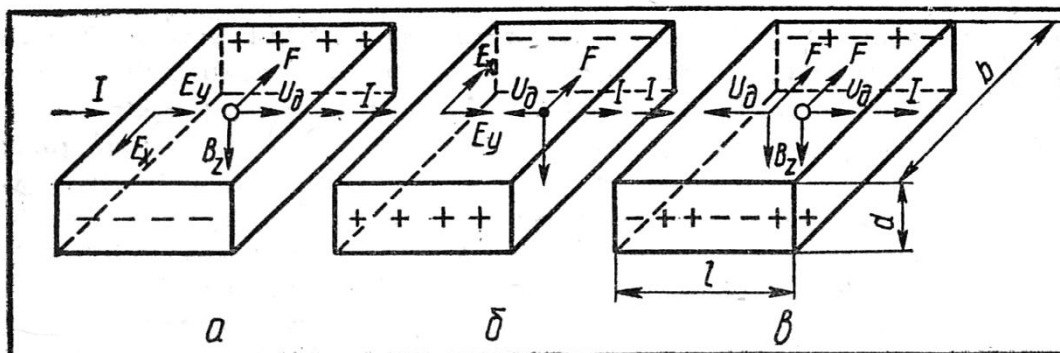
Заряд ташувчиларни икки хил эканлигини эътиборга олсак, унда

$$\delta = en\mu_n + ep\mu_p \quad (1.6)$$

бўлади.

2. Холл эффекти

Энди яримўтказгичларда оқаетган токка магнит майдонини таъсирини кўрамиз, қайсики бунда магнит майдон B зарядлар ҳаракат йўналишиға перпендикуляр қилиб ўрнатилган. Дейлик, кесим юзаси db бўлган яримўтказгич параллелепипед кўринишида бўлсин. Электр майдон u ўқи бўйлаб, магнит майдон z (B_z) ўқи бўйлаб йўналган (3-расм). Электр майдон таъсирида заряд ташувчилар U ҳаракат йўналишли тезлик олади. Бу дрейф тезлик йўналиши коваклар учун майдон бўйлаб, электронлар учун эса қарама-қарши йўналишида бўлади.



3-расм. Яримўтказгичларда Холл э. ю. к. пайдо бўлиш схемаси
Ўтказувчанлиги: а) ковакли; б) электронли ; в) аралашмали.

Агарда заряд ташувчилар коваклар бўлса, унда магнит майдон (Лоренц кучи) B_z таъсирида улар намуна қирғоқларини чап томонига оғади ва бу қирраларида мусбат заряд тўпланади, қарама-қарши қирраси эса компенсацияланмаган манфий зарядлар қолади (3-расм).

Агарда заряд ташувчилар электронлар бўлса, магнит майдон B_z таъсирида улар қирғоқларни чап томонида манфий зарядлар ҳосил бўлган ҳолда тўпланади ва қарама-қарши қирғоқда компенсацияланмаган мусбат зарядлар тўпланади.

Ҳаракатланаётган электрон ёки ковакка таъсир қилувчи Лоренц кучи электрон ёки ковак ҳаракат тезлиги V_d ва магнит майдон индукцияси B га перпендикуляр:

$$F = q_e [V_d \cdot B] \quad (2.1)$$

бирок

$$V_d = \mu_p E = \frac{q_e \lambda}{m \cdot v} E \quad (2.2)$$

шу сабабли

$$F = \frac{q_e^2 \lambda}{m \cdot v} [E \cdot B] \quad (2.3)$$

яъни Лоренц кучи заряд ташувчини белгисига боғлиқ бўлмай, у фақат майдонлар $\hat{E}$ ва B ёки ток зичлиги J билан аниқланади. 3- расм а ва б ларда тасвирланган ҳолатлар учун F_x ўқи бўйлаб йўналган. Заряд ташувчилар – электронлар ва ковакларни, агарда уларни тезлиги электр майдон E билан аниқланса иккала заряд бир томонга оғади.

Агарда электр токини оқишида коваклар ҳам, электронлар ҳам қатнашса(аралаш ўтказувчанлик, 3-расм,) унда кўриниш мураккаблашади. Агарда электронлар ва коваклар ҳаракатчанлиги бир хил бўлса, унда пластинка ён чеккаларидаги электронлар ва коваклар ўзаро компенсацияланиши ҳисобига заряд йиғиндиси 0 бўлади. Агарда бу тенглик бажарилмаса, яъни концентрация ёки бир заряд ташувчилар белгилари бошқасидан катта бўлса, унда намуна чеккаларида электронлар ва ковакларни қисман ўзаро компенсациялашади ва чеккаларда қарама-қарши зарядлар тўпланади, ҳамда 0 га тенг бўлмайди.

Агарда яримўтказгич намуна чеккаларида карама-қарши томонлари зарядланади (3-рasm,а,б,в), унда E_y ва B_z га нисбатан кундаланг электр майдони E_x - мос келувчи потенциал фарқ электр юритувчи куч (э.ю.к.) $\vec{E}$ ҳосил бўлади. Яримўтказгичда кундаланг B_z индукцияли магнит майдонда электр ток зичлиги J_y вужудга келтирувчи электронлар ва коваклар ўтказувчанлигини оғиши натижасида электр майдон кучланганлиги E_x ҳосил бўлиш ҳодисасига Холл эффекти дейилади. Майдон E_x Холл майдони дейилиб, унга мос э. ю.к. Холл э.ю.к. дейилади. Холл майдон E_x йўналиши заряд ташувчиларни ишорасига боғлиқ. Биз кўрган ҳолларда (3-рasm, а ва б) р- намунада E_x ўнгга ва чапга п- намунада бўлади.

Холл э. ю. к. сонли қиймати киришмали ўтказувчанлик ҳолат учун қуйидаги тасаввурлардан аниқлаш мумкин. Яримўтказгични ён чеккаларида зарядларни тўпланиш жараёни ҳосил булувчи электр майдон кучи qE_x Лоренц кучи F га тенг бўлмагунча давом этади. Бундан Холл электр майдон кучланганлиги учун қуйидаги ифодани оламиз:

$$E_x = [v_d \cdot b_z] \quad (2.4)$$

Бу ерда $V_d = \mu_p E_y$, $\epsilon = \epsilon_x b$ бўлиб, бир жинсли магнит майдонда Холл э. ю.к. учун

$$\epsilon = \mu_p E_y B b \quad (2.5)$$

ифодани оламиз.

Заряд ташувчилар (электрон ва коваклар) ҳаракатчанлиги ифодасини ток зичлиги орқали ифодалаб

$$\mu = \frac{J}{q_0 p E_y}$$

оламиз ва

$$J = \frac{I}{db} \quad (2.6)$$

ҳисобга олиб, Холл э.ю.к. учун қуйидаги ифодага эга бўламиз.

$$\epsilon = \frac{1}{q_0 p} \frac{IB}{d} \quad (2.7)$$

бу ерда d магнит майдон йўналишидан намуна қалинлиги, p - заряд

ташувчилар концентрацияси (коваклар). Қуйидагини

$$R = \frac{1}{q_0 p} \quad (2.8)$$

белгилаб, Холл э. ю. к. учун

$$\epsilon = R \frac{IB}{d} \quad (2.9)$$

ифодани оламиз. Пропорционаллик коэффициентини R Холл доимийси ёки Холл коэффициентини дейилади.

Ярим ўтказгичда ҳақиқатда эса, заряд ташувчилар тезликлар бўйича тақсимланган. Бу тақсимот маълум конкрет яримўтказгичда ташувчиларни сочилиш механизмларга боғлиқ бўлади, шу сабабли Холл коэффициентининг аниқ қиймати (1.9) ифодада фарқ қилади. Бу фарқ A кўпайтма билан ифодаланади.

$$R = \frac{A}{q_0 p} \quad (2.10)$$

Кўпайтма A нинг қиймати 1дан то 2 гача оралиқда бўлиб, заряд ташувчиларни сочилиш механизмига боғлиқ. масалан, тўйинган яримўтказгич учун $A=1$, кристалл панжарадан иссиқлик тебранишлардан ташувчилар сочилиши эгаллаган яримўтказгичларда $A= 1,18$, ион киришмали яримўтказгичлар учун $A = 1, 93$.

Электр ўтказувчанлиги n -турдаги яримўтказгичлар учун Холл электр э. ю. к. қарама-қарши қутбли. Шу сабабли бундай яримўтказгич учун Холл коэффициентини бошқа ишорали

$$R = - \frac{A}{q_0 n} \quad (2.11)$$

бўлади.

Электронлари ва коваклари деярли бир- бирига тенг бўлган яримўтказгичларда (масалан, хусусий яримўтказгичларда)Холл коэффициентининг кўриниши анча мурракаб:

$$R = \frac{A}{q} \frac{n\mu_n^2 - p\mu_p^2}{(n\mu_n + p\mu_p)^2} \quad (2.12)$$

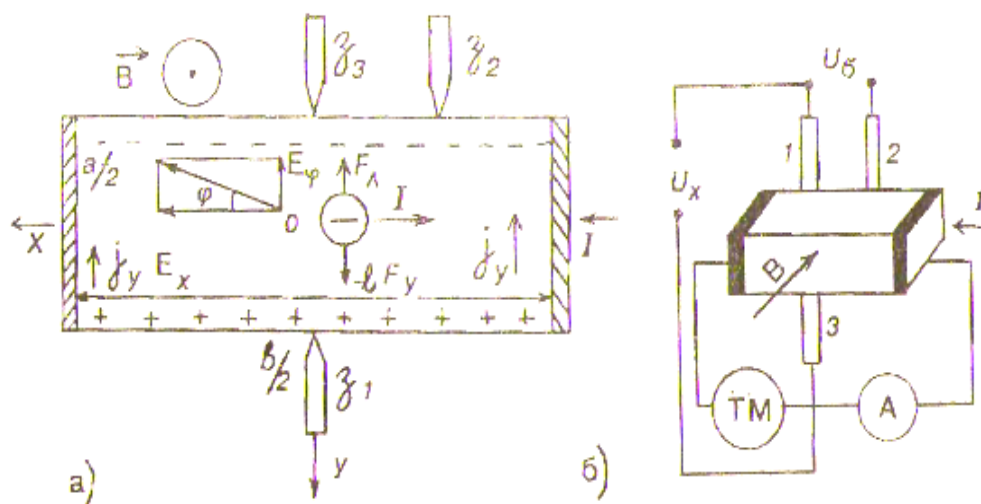
Юқоридагилардан кўриниб турибдики, Холл коэффициенти ишорасидан яримўтказгични ўтказувчанлигини турини ва заряд ташувчилар концентрациясини ҳисоблаш мумкин.

Ундан ташқари, Холл коэффициентини ва солиштирма электр ўтказувчанлигини билиб, заряд ташувчиларни ҳаракатчанлигини топиш мумкин. Холл эффектидан магнит майдон ўлчагичлари яратиш учун фойдаланиш мумкин. Буни кейинги параграфларда кўрамиз.

3. Холл эффекти ёрдамида заряд ташувчиларнинг концентрацияси ва ҳаракатчанлигини ўлчаш усуллари

Холл электр юритувчи кучи.

Холл эффекти яримўтказгич намуналарда уларга электр ва магнит майдонларининг бир вақтдаги таъсиридан вужудга келади. x ўқи йўналишида (намуна бўйи бўйлаб) оқаётган



3.1-расм. Холл электр юритувчи кучининг пайдо бўлишини тушинтиришга чизма (а) ва Холл эффектини ўлчаш схемаси (б)

параллелепипед шаклидаги намунани унга тик z ўқи бўйича йўналган магнит майдонига киритганда, намунада магнит ҳамда ток I йўналишига тик бўлган y ўқи йўналишида кўндаланг электр юритувчи куч (ЭЮК) ҳосил

бўлишига Холл эффекти деб аталади (3.1-расм). Бу эффектнинг моҳиятини қисқача кўриб чиқайлик. Узунлиги a , эни b , қалинлиги d бўлган намуна берилган бўлсин. x ўқи бўйича I_x ток ўтаётган намунани z ўқи бўйича йўналган магнит майдонга тик қилиб ўрнатганда x — ўқи бўйича $V_x = -\mu_n E$ ўртача дрейф тезлик билан ҳаракатланаётган электрон Лоренц кучи

$$F = -e[V_x \vec{B}] \quad (3.1)$$

таъсирида x ва z ўқларига тик бўлган y — ўқи йўналишига бурилади (оғади). Электрон ва кавакларнинг дрейф тезликларининг йўналиши ва заряд ишоралари ҳар хил бўлгани учун улар намунанинг фақат бир томонига оғади. Шундай қилиб, намунада y — ўқи йўналишида кўндаланг

$$I_y = I_{ny} + I_{py} \quad (3.2)$$

ток пайдо бўлади. Намунанинг y — ўқи йўналишидаги ўлчами чекланган ҳолда I_y -ток намуна устки сиртида (расмда келтирилган ҳол учун) заряд ташувчиларнинг тўтшанишига, остки қисмида эса уларнинг ишораларига тескари ишорали етишмаган зарядлар тўпланишига олиб келади. Натижада намунанинг остки ва устки томонлари қарама-қарши зарядланади ва кўндаланг Холл электр майдонининг ошиб бориши унинг заряд ташувчиларга (электрон ёки кавакка) таъсир кучи ($F=eE$) Лоренц кучига ва кўндаланг I_y — ток нолга тенг бўлгунча давом этади. Натижавий электр майдон кучланганлиги $E(x)$ — ўқига нисбатан магнит майдон индукцияси B_z га пропорционал бўлган Холл бурчакка оғади

$$\operatorname{tg} \psi_H = \frac{E_y}{E_z} = \mu_H B_z \quad (3.3)$$

бу ерда: μ_H — ҳаракатчанлик бирлиги билан ўлчанадиган пропорционаллик коэффициенти. У Холл ҳаракатчанлиги деб юритилади. Заряд ташувчиларнинг Холл ҳаракатчанлиги электр ўтказувчанликни ($\sigma = en\mu_n$) аниқловчи микроскопик ҳаракатчанликдан фарқ қилади. Қаттиқ жисмларда кинетик ҳодисаларнинг назариясига кўра бу ҳаракатчанликлар

$$\mu_{nH} = e \langle \tau^2 \rangle / \mu^* \langle \tau \rangle; \mu_n = e \langle \tau \rangle / m^* \quad (3.4)$$

Ифода билан аниқланади. Бу ерда: τ — заряд ташувчиларнинг релаксация вақти, μ^* — заряд ташувчиларнинг эффектив массаси, $\langle \tau \rangle$, $\langle \tau^2 \rangle$ — релаксация вақти ва унинг квадрати заряд ташувчилар энергияси бўйича ўрталаштирилган қиймати. Бу ифодалардан кўринадики, μ_{nH} ва μ_n ҳаркатчанликларни фарқи бўлиши релаксация вақтининг энергия бўйича ҳар хил усул билан ўрталаштирилши экан. Холл тажрибадан кучсиз магнит майдонда Холл электр майдон кучланганлиги ($E_H = E_y$) ни қуйидаги эмперик формула билан аниққанишини кўрсатди:

$$\vec{E}_y = \vec{E}_H = R_H [\vec{j}_x \vec{B}] \quad (3.5)$$

Бу ерда ток: j_x — ток зичлиги, R_H — намуна хоссасига боғлиқ доимийси, B — магнит майдон индукцияси вектори (2.3) ва (2.5) формулалардан

$$j_x R_H = \mu_n E_x \quad (3.6)$$

тенгликни оламиз. Намуна n - типли яримўтказгич бўлганда, ток зичлиги ифодаси $j_x = \sigma E = e \mu_n n E_x$ ни (2,6) га қўйиб, Холл доимийсининг

$$R_{nH} = \frac{\mu_{nH}}{en\mu_n} = \frac{r_n}{en} \quad (3.7)$$

кўринишдаги ифодасини оламиз. Худди шунга ўхшаш p -тип ўтказувчанликка эга бўлган яримўтказгичларда Холл доимийси қуйидагича бўлади:

$$R_{pH} = \frac{\mu_{pH}}{ep\mu_p} = \frac{r_p}{ep} \quad (3.8)$$

Бу ерда: n , p — мос равишда электрон ва кавак концентрацияси, r_n , r_p мос равишда электрон ва кавакнинг Холл омиллари бўлиб, Холл ҳаракатчанликларининг дрейф ҳаракатчанликларига нисбати $r_n = \mu_{nH}/\mu_n$, $r_p = \mu_{pH}/\mu_p$ — билан ифодаланадилар ва улар $\langle \tau^2 \rangle / \langle \tau \rangle^2$ га тенг бўлган катталиқ билан аниқланади. r нинг қиймати заряд ташувчиларнинг сочилиш механизмига боғлиқ бўлиб, зарар ташувчиларнинг релаксация вақтини, уларнинг энергияга боғланиш функциясини кўрсатади. Содда зонали айнамаган яримўтказгичларда заряд ташувчилар кристалл панжаранинг иссиқлик тебранишида сочилса, Холл

фактори $r=r_n=r_p=3\pi/8=1,17$ га, ионлашган киришма атомларида , сочилса, $r=1,93$ га, нейтрал атомларда сочилса, $r = 1$ га тенг бўлади.

Ўтказувчанликка икки хил заряд ташувчилар: электрон ҳамда кавак қатнашса, Холл доимийси қуйидаги ифода билан аниқланади:

$$R_H = \frac{r_n \mu_n^2 n - r_p \mu_p^2 p}{(en\mu_n + ep\mu_p)^2} \quad (3.9)$$

Шундай қилиб, заряд ташувчилар концентрацияси ва ҳаракатчанлигини аниқдаш учун солиштирма қаршилиқни (ёки ўтказувчанликни) ва Холл доимийсини ўлчаш керак. Бу ўлчовни ўтказиш (3.1,б-расмда келтирилган ҳол) учун юқори сиртига иккита зонд (1 ва 2), пастки қисмига зондлардан бирининг қаршисига 3-зонд жойлаштирилади. 1 ва 3 зондлар орасидаги потенциаллар айирмаси орқали Холл электр юритувчи кучини, 1 ва 2 зондлар орқали U_b — намунанинг бир қисмидага кучланишнинг тушуви ўлчанади. Холл электр майдон кучланганлиги $E_H=U_H/b$ ва ток зичлиги $j_x=I_x/bd$ га тенг бўлганлигини ҳисобга олган ҳолда (2.5) формуладан Холл зондлари орасидаги потенциаллар айирмаси, яъни Холл кучланиши тушуви

$$U_H = \frac{R_H I_x B_z}{d} \quad (3.10)$$

билан аниқланади:

$$R_H = \frac{dU_H}{I_x B_z}; \left[\frac{м^3}{Кл} \right] \quad (3.11a)$$

Агар (2.10) га кирган катталиқлар кучланиш, ток кучи, узунлик, магнит майдони индукцияси СИ системасида (Вольт, Ампер, Теслада) ўлчанса, Холл доимийси R_H бириги $м^3/Кл$ бўлади ва (2.11a) формула билан ҳисобланади. Агар магнит индукцияси Гауссда ($1T=10^4$ Гс), узунлик сантиметрда ўлчанса, Холл доимийсининг бириги $см^3/ Кл$ бўлади ва у

$$R_H = 10^8 \frac{dU_H}{I_x B_z}; \left[\frac{\text{см}^2}{\text{Кл}} \right] \quad (3.11b)$$

билан ҳисобланади. Юқорида кўрилган Холл эффекти узун $a > b$, d намуналарда ўринли. Чунки бунда, физик мулоҳазаларга кўра, намунанинг марказий қисмида ток зичлиги j_y ва майдон кучланганлиги x га боғлиқ бўлмайди. j_x ва E_x лар y координатага боғлиқ эмас. Намунанинг узунлик бўйича ўрта қисми бир жинсли бўлади. $U = \pm b/2$ сиртларда тўпланган зарядлар намуна кўндаланг кесимида ўтказилган Ом контактлари орқали оқа бошлайди. Ток ўтадиган Ом контактлари соҳасига яқин жойда x бўйича бир жинсли бўлмаган электр майдон кучланганлигининг пайдо бўлишига олиб келади. Бу соҳада Лоренц кучи Холл майдони билан тенглаша (мувозанатлаша) олмайди, y ўқи бўйича ташкил этувчиси $j_y \neq 0$ бўлади. Бу соҳанинг кенглиги эса $(1 \div 1,5) b$ га тенг. Ўлчов зондлари шу соҳадан ташқарида бўлганда (3.10) ва (3.11) формулалар ўринли бўлади. Бу уни $a \geq 3b$ бўлган намуналарга қўллаш мумкин деган сўздир. Акс ҳолда E_y ва U_H ларнинг заряд оқиши билан боғлиқ бўлган камайишини ҳисобга олишга тўғри келади. Кичик магнит майдонда $\mu_n B \ll 1$ Холл зондлари 1 ва 3-намунанинг ўртасида ($x=0$ да) жойлашган бўлса, Холл эюк

$$U_H = \frac{aIBR_H}{bd} \Phi \left(\frac{a}{b} \right) \quad (3.12)$$

формула билан топилади. Ҳисоблашларнинг кўрсатишича, 0,7% дан кичик хатолик билан ўлчанганда $\Phi(a/b)$ ни қуйидаги формула билан аниқлаш мумкин:

$$\Phi(\alpha) = \Phi \left(\frac{a}{b} \right) = 0,742 th \left[\frac{\alpha(1 + \alpha/2\pi)}{0,742} \right] \quad (3.13)$$

6) *Холл эффекти билан бир вақтда содир бўладиган(ҳамроҳ) эффектлар*

Холл эффектини ўлчашда назорат қилиб бўлмайдиган мунтазам (систематик) ва тасодифий хатоликлар манбаи бўлган, ўлчов натижаларини

хатоликка олиб келувчи бир қанча эффектлар (ҳодисалар) пайдо бўлади. Буларга қуйидагиларни кўрсатиш мумкин:

Эттенгаузен эффекти. Намунадан магнит майдон йўналишига тик бўлган йўналишда ток ўтганда уларга тик бўлган йўналишда температура градиентининг пайдо бўлишига Эттенгаузен эффекти деб юритилади. Агар ток x ўқи, магнит майдони z ўқи бўйича йўналган бўлса, y ўқи бўйича пайдо бўлган температура градиенти магнит майдон индукцияси B_z га, ток зичлиги j_x га пропорционал:

$$\nabla T_z = \frac{\partial T}{\partial y} = -K_z j_x B_z \quad (3.14)$$

Бу ерда: K — Эттенгаузен коэффициенти.

Магнит майдони тезлиги ўртача тезликдан катта "иссиқ" заряд ташувчиларга (электрон ёки кавак) каттароқ куч билан таъсир этади, тезлиги ўртача тезликдан кичик бўлган "совуқ" заряд ташувчиларга эса таъсир кучи кичикроқ бўлади. Маълумки, Холл электр майдонининг электронга (кавакка) таъсир кучи ўртача тезликка эга бўлган электронга (кавакка) магнит майдонининг таъсир кучини, яъни Лоренц кучини компенсациялай олади ва натижада улар оғмасдан x ўқи бўйича ҳаракатланади. Шунинг учун магнит майдон таъсирида заряд ташувчиларнинг тезлик бўйича ажралиши юзага келади. "Иссиқ" заряд ташувчилар (3.1-расм) юқори томонга, "совуқ" заряд ташувчилар пастки томонга оғади. Заряд ташувчилар билан кристалл панжара орасида энергия алмашинуви туфайли, "иссиқ" заряд ташувчилар тўпланган томон кристалл панжаранинг мувозанатдаги ҳолатига нисбатан исийди, "совуқ" заряд ташувчилар тўпланган томони совийди ва намунада кўндаланг температура градиентининг пайдо бўлишига олиб келади. Эттенгаузен эффектнинг ишораси ҳам Холл эффекти каби майдон ва ток йўналишига боғлиқ. Кўндаланг температура градиенти ҳосил қилган Зеебек эффекти туфайли вужудга келган Эттенгаузен термоэлектр юритувчи кучи, яъни Эттенгаузен кучланиши ҳар доим Холл кучланишига қўшилади. Уни ток ёки магнит майдон йўналишини ўзгартириш билан ажратиб бўлмайди;

Нернст-Эттенгаузен эффекти x ўқи бўйича температура градиенти бўлган

намунани x ўқиға тик z ўқи бўйича йўналган магнит майдонига жойлаштирилганда буларга тик бўлган y ўқи бўйича намунада кўндаланг потенциаллар айирмасининг пайдо бўлишига Нернст-Эттенгаузен эффекти дейилади. Температура градиенти натижасида намунада иссиқ томондан совуқ томонга диффузияланувчи заряд ташувчиларга магнит майдонида Лоренц кучи таъсир этиб, уларни бир томонга оғдиради. Бунинг оқибатида магнит майдон индукцияси B га ва температура градиенти $\nabla_x T$ га пропорционал бўлган кўндаланг потенциаллар айирмаси — кучланиш пайдо бўлади.

$$U_{нэ} = A_{нэ} \nabla_x T B_z b \quad (3.15)$$

Бу ерда: $A_{нэ}$ —Нернст-Эттенгаузен коэффиценти, b - y ўқи йўналишидаги намуна ўлчами. Нернст-Эттенгаузен эффектининг ишораси магнит майдон йўналиши ўзгариши билан ўзгаради, у ток йўналишига боғлиқ эмас;

Риги-Ледюк эффекти x ўқи бўйича температура градиенти бўлган намунани унга тик магнит майдони B га жойлаштирилганда Лоренц кучи таъсирида диффузияланувчи заряд ташувчилардан "иссиқ" заряд ташувчилар бир томонга, "совуқ" заряд ташувчилар иккинчи томонга оғади (бурилади) ва натижада уларнинг кристалл панжара билан энергия алмашинуви туфайли, Эттенгаузен эффектига ўхшаш кўндаланг y — ўқи бўйича температура градиенти пайдо бўлади:

$$\nabla_y T = A_{RL} \nabla_x T B_z \quad (3.16)$$

Бу намунадаги кўндаланг температура градиенти Холл зондлари орасида қўшимча потенциаллар айирмасини U_{rz} вужудга келтиради. Бу ҳодиса Риги-Ледюк эффекти деб юритилади. U_{rz} нинг ишораси магаит майдон йўналишига боғлиқ бўлиб, ундан оқаётган ток йўналишига боғлиқ бўлмайди;

Кўндаланг магнит қаршилик эффекти.

Юқорида кўрдикки, ўртача тезлик билан ҳаракатланаётган заряд ташувчиларга Лоренц кучи таъсир этмайди, чунки Холл электр майдони уни компенсациялайди. Шунинг учун уларнинг магнит майдонида траекторияси ўзгармайди. Лекин заряд ташувчилардан тезликлари ўртача тезликдан

катталари ҳамда кичиклари E_x майдон йўналишига нисбатан икки томонга оғади. Уларнинг ҳаракат тезлиги электр майдони E_x бўйича камаяди деб қараш намуна қаршилигининг ошиши деб қараш билан бир хил. Бу кўндаланг магнитоқаршилиқ эффекти деб аталади. Магнит майдонида солиштира қаршилиқнинг нисбий ўзгариши кичик иккинчи тартибли функция билан боғланган бўлиб,

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = (\mu_n B)^2 \quad (3.17)$$

билан аниқланади. Шунинг учун кичик магнит майдонида ($\mu_n B \ll 1$) ўлчанаётган солиштира қаршилиққа кўндаланг магнитоқаршилиқ эффектнинг таъсирини эътиборга олмаса ҳам бўлади;

Холл зондларининг нозквипотенциал сиртларда жойланиши. Холл Э Ю К ига таъсир этадиган яна бир омил сифатида Холл электродларини нозквипотенциал сиртга жойлашганда ҳосил бўладиган кучланиш U_0 ни кўрсатиш мумкин. Бу кучланиш 1 ва 3-зондлар силжиган қисмининг қаршилиқига, намунадан ток ўтгандаги кучланишнинг тушувига тенг бўлади. U_0 Холл кучланишига қўшилиши ҳам, айирилиши ҳам мумкин. Унинг ишораси фақат ток йўналишига боғлиқ. Юқорида ёритилганлардан кўринадики, Холл кучланишини аниқ ўлчаш учун кўрилган эффектларни инобатга олиш зарур экан.