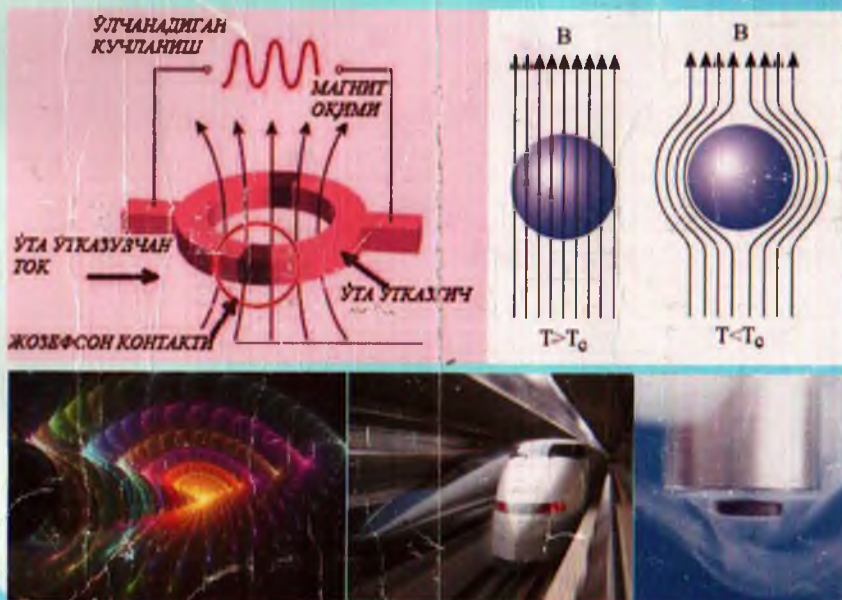


ЎТА ЎТКАЗУВЧАНЛИК ФИЗИКАСИГА КИРИШ



**Мирзо Улуғбек номидаги
Ўзбекистон Миллий
университетининг
100 йиллигига ва
Бухоро давлат
университетининг
85 йиллигига
бағишланади**

Дня имени
В. Эдуардовича
Мухомедовича
Мухомедовича

Ўзбекистон Республикаси
Олий ва ўрта махсус таълим вазирлиги
Мирзо Улугбек номидаги Ўзбекистон миллий университети
Бухоро давлат университети

Д.Джураев, М.Курбанов

ЎТА ЎТКАЗУВЧАНЛИК
ФИЗИКАСИГА
КИРИШ

Таълим мутахассислиги: 5A310801-Электроника ва электрон
техникаси (Физикавий электроника);
5A140201-Назарий физика.
Таълим йўналиши: 5140200 – Физика
5140400 – Астрономия.

“Дурдона” нашриёти, 2016

22.3

Ж91

Джурасв Д.

Ўрта ўтказувчанлик физикасига кириш: ўқув қўлланма / Д. Джурасв,
М. Курбанов. - Бухоро: ООО "Sadriddin Salim Buxoriy" Durdona nashriyoti,
2016. - 108 б.

КБК 22.3я7

31.232.

Ушбу ўқув қўлланмада ўта ўтказувчанлик ҳодисасининг яратилиш тарихи шунингдек, ўта ўтказувчанлик физикасининг назарий ва амалий асослари ўқувчиси топган.

Ўқув қўлланма олий ва ўрта махсус ўқув юртлари талабаларига ўқитувчиларга ва илмий ходимларга мўлжалланган.

В настоящем учебном пособии отражены история открытия явления сверхпроводимости, а также теоретические и прикладные основы физики сверхпроводимости.

Учебное пособие предназначено для студентов высших и средних специальных учебных заведений, преподавателей и научных сотрудников.

In this educational manual the history of the discovery of the phenomenon of superconductivity, and also theoretical and practical fundamentals questions of physics of superconductivity are reflected.

Educational manual is intended for students of the highest and average special educational institutions, teachers and research associates.

Тақризчилар: проф. Отажонов Ш.
проф. Юсупов Ж.

Ўзбекистон Республикаси Олий ва ўрта махсус таълим вазирлигининг 2015 йил 30 майдаги 191-сонли буйруғига асосан Д. Джурасв, М. Курбановларнинг 5A310801-Электроника ва электрон техникаси (физикавий электроника); 5A140201-Назарий физика; 5140200-Физика ва 5140400-Астрономиянинг талабалари учун тавсия этилган «Ўта ўтказувчанлик физикасига кириш» номли ўқув қўлланмасига Ўзбекистон Республикаси Вазирлар Маҳкамаси томонидан лицензия берилган нашриётларда нашр қилишга рухсат берилди.

Рўйхатга олинган рақам 191-027

Мазкур қўлланма Ўзбекистон Республикаси Вазирлар Маҳкамаси ҳузуридаги Фан ва технологияларни мувофиқлаштириш кумитасининг Ф2-ФА-Ф0383, И-2011-10-06 ва И-2014-4-1 давлат грантларининг молиявий қўлланилиши натижасида нашрга тайёрланди.

81806

ISBN 978-9943-4634-0-0

МУНДАРИЖА

1. (Ў) БОШИ	4
2. ЎТА ЎТКАЗУВЧАНЛИК ФИЗИКАСИ ФАНИ ҲАҚИДА	
3. ХРОНОЛОГИК МАЪЛУМОТЛАР	6
4. ЎТА ЎТКАЗУВЧАНЛИК ҲОДИСАСИНING КАШФ	
5. ЭТИЛИШИ	9
6. КАМЕРЛИНГ ОННЕС ТАЖРИБАСИ	21
7. ЎТА ЎТКАЗГИЧЛАРНИНГ МАГНИТ ХОССАЛАРИ	24
8. МАГНИТ МАЙДОНИНИНГ КВАНТЛАНИШИ	29
9. ЖОЗЕФСОН ЭФФЕКТЛАРИ	30
10. МЕЙССНЕР-ОКСЕНФЕЛЬД ЭФФЕКТИ	31
11. БИРИНЧИ ТУР ЎТА ЎТКАЗГИЧЛАРНИНГ МАГНИТ	
12. ХОССАЛАРИ	32
13. МАССИВ МАТЕРИАЛ КРИТИК МАЙДОНИ (КРИТИК	
14. ТЕРМОДИНАМИК МАГНИТ МАЙДОНИ	36
15. ЎТА ЎТКАЗГИЧ ЭНТРОПИЯСИ	37
16. ИССИҚЛИК СИҒИМИ	39
17. ТРКИН ЭНЕРГИЯ	45
18. ЎТА ЎТКАЗУВЧАНЛИК НАЗАРИЯСИНING	
19. РИВОЖЛАНИШИ ҲАҚИДА	47
20. ЎТА ЎТКАЗГИЧЛАРНИНГ ЧИЗИҚЛИ	
21. ЭЛЕКТРОДИНАМИКАСИ	51
22. МАГНИТ МАЙДОНИНИНГ СИНГИШ ЧУҚУРЛИГИ	57
23. ЎТА ЎТКАЗУВЧАН КВАНТ ИНТЕРФЕРОМЕТРЛАР	60
24. ЎТА ЎТКАЗУВЧАНЛИКНИНГ МИКРОСКОПИК	
25. НАЗАРИЯСИ, ЭЛЕКТРОН-ФОНОН ЎЗАРА ТАЪСИР	66
26. ЎТА ЎТКАЗГИЧЛАРДАГИ ТУННЕЛЛИ ҲОДИСАЛАР	73
27. ЯРИМ ЎТКАЗГИЧЛАРНИНГ ЎТА ЎТКАЗУВЧАНЛИГИ	83
28. ТЕМИР ЭЛЕМЕНТЛИ ЮҚОРИ ҲАРОРАТЛИ ЎТА	
29. ЎТКАЗГИЧ ВА УНГА БОСИМНИНГ ТАЪСИРИ	85
30. ЎТА ЎТКАЗГИЧЛАР ВА УЛАРДАН ФОЙДАЛАНИШ	
31. СОҲАЛАРИ	88
32. ЎТА ЎТКАЗУВЧАНЛИК ФИЗИКАСИДАН НАЗОРАТ	
33. УЧУН САВОЛЛАР	101
34. ФОЙДАЛАНИЛГАН АДАБИЁТЛАР	106

Мирзо Улуғбек номидаги Ўзбекистон Миллий университети
100 йиллигига
Бухоро давлат университети
100 йиллигига бағишланадиган

1. СЎЗ БОШИ

Маълумки, ўта ўтказувчанлик ҳодисаси яратилгандан бер (1911 йилдан), бундай материаллар фан, техника, халқ ҳўжалиги, мудофаа, тиббиёт ва бошқа кўпгина соҳаларда қўлланилган. тақдирда мазкур соҳалар бўйича мисли кўрилмаган, инсоният учун жуда муҳим ўзгаришларга олиб келиши мумкин бўлган масалалар билан шуғулланиш дунёнинг кўпгина назарий ва амалий тадқиқотчи олимлар эътиборини ўзига жалб эти келмоқда.

1986 йилда яратилган металл оксидлари асосидаги юкори хароратли ўта ўтказгичларнинг кашф этилиши ва ушбу йўналишда охириги пайтларда олинган назарий ва амалий илмий тадқиқот натижалари мазкур соҳанинг келажаги истиқболли эканлигидан далолат бермоқда ва изланишларни янада кучайтириш кераклигини кўрсатмоқда.

Ўта ўтказувчанлик физикаси соҳасидаги тадқиқотлар факт паст хароратлардагина олиб борилиши кераклиги сабабли, суюқ гелий, суюқ водород, суюқ азот ва кислородли совутгичлар билан узвий боғланган. Демак, ўта ўтказувчанлик соҳасида амалий тадқиқот ишларини олиб бориш учун паст хароратли совутувчи муҳитга эга бўлиш зарур экан.

Ўзбекистонимизнинг иссиқ шароитида бундай совутгичлардан фойдаланиш алоҳида эътиборни талаб қиладиган. Совутгичлар билан боғлиқ бўлган мураккаб муаммолар бўлишига қарамасдан, ўта ўтказувчанлик соҳасига бўлган қизиқиш бутун дунё олимлари орасида юкори бўлганидек Республикамі олимлари томонидан ҳам бу соҳага бўлган қизиқиш ортган. бормоқда, назарий ва амалий йўналишдаги илмий изланишлар олиб борилмоқда. Олимларимиз эришган илмий натижалар жажоннинг нуфузли ойномаларида эълон қилиниб, илмий анжуманларда тақдим этилмоқда. Мамлакатимиз ёшларини ҳаққон ўта ўтказувчанлик соҳасида эришилган ютуқлар ва ушбу

соҳанинг элементар тушунчалари ҳақидаги маълумотлар билан таъминлаш орқали хабардор қилиш ёрдамида улардаги ушбу йўналишдаги қизиқишни кучайтириш бугунги куннинг долзарб вазифаларидан биридир.

Юкорида келтирилган фикрларни эътиборга олиб, ушбу соҳада эришилган ютуқлар ва ўта ўтказувчанлик ҳодисаси унинг асосий хоссалари билан ҳар бир замонавий олий маълумотли йўналишда (табiiй фан ва тиббиёт соҳаси вакиллари ва инженирлар) таниш бўлиши фойдадан холи бўлмайдиган деган фикримиз.

Ўта ўтказувчанлик соҳасидаги маълумот ва адабиётлар соҳаси инглиз ва рус тилларида бўлиб, ўзбек тилида эса деярли адабиётлар учрамайди. Сизларнинг эътиборингизга ҳавола этилган "Ўта ўтказувчанлик физикасига кириш" номли мазкур кўни қўлланмада: ўта ўтказувчанлик физикаси фани ҳақида хронологик маълумотлар; ўта ўтказувчанлик ҳодисасининг кашф этилиши; Камерлинг Оннес тажрибаси; ўта ўтказгичларнинг магнит хоссалаари; магнит майдонининг квантланиши; Жозефсон эффектлари; Мейсснер-Оксенфельд эффекти; биринчи тур ўта ўтказгичларнинг магнит хоссалари; массив материал критик майдони (критик термодинамик магнит майдони); ўта ўтказгич супероқияси; иссиқлик сиғими; эркин энергия; ўта ўтказувчанлик супероқиясининг ривожланиши ҳақида; ўта ўтказгичларнинг иссиқлик электродинамикаси; магнит майдонининг сингиш юқурлиги; ўта ўтказувчан квант интерферометрлар; ўта ўтказувчанликнинг микроскопик назарияси, электрон-фонон паров таъсир; ўта ўтказгичлардаги тунелли ҳодисалар; ярим ўтказгичларнинг ўта ўтказувчанлиги; темир элементли юкори хароратли ўта ўтказгич ва унга босимнинг таъсири; ўта ўтказгичлар ва улардан фойдаланиш соҳалари; ўта ўтказувчанлик физикасидан назорат саволлари ва фойдаланилган адабиётлар ўйхати келтирилган.

Ўта ўтказувчанлик ҳодисаси ўзининг ажойиб хоссалари билан инсониятни, аниқроқ қилиб айтганда жаҳоннинг кўпгина олимларини ўзига ром этиб келмоқда. Ўта ўтказувчан муаммоларнинг фан ва техникадаги ўрни бекиёсдир. Масалан, олимларнинг қўлланилиш соҳаси шунчалик кенги, жуда кичик қамли микроструктуралардан тортиб, то йирик микротузилмаларгача, яъни микроэлектроникадан тортиб то

улкин магнит ғилтак ва двигателларгача. Бундай моддалар қаттоқи тиббиёт соҳасида ҳам қўлланилиши мумкин. Ўта ўтказувчанлик ҳодисасига асосланган тиббий асбоб ускуналардан тиббиётдаги баъзи мураккаб муаммоларни ечишда фойдаланилмоқда. Ушбу соҳадаги илмий-тадқиқот ишлари жаҳоннинг қатор илмий лабораторияларида олиб борилмоқда. Мазкур изланишлар ўта юқори сезгирликка эга бўлган биологик магнит майдон датчиклари, яъни СКВИД¹ ларни тайёрлаш технологиясига ва магнит майдони экранлари сифатида ҳамда замонавий ихчам томографларда фойдаланишга бағишланган.

Ўта ўтказгичлар-келажак электр тоқи ўтказгичлари, кучли магнит майдони манбаилари, криоэлектроника, микроэлектроника, хусусан тиббий электрониканинг асосий элементларидан бири деб ишонч билан қараса бўлади. Ўта ўтказувчанлик ҳодисасидан фойдаланиладиган соҳалар жуда кенг бўлганлиги сабабли, ушбу масала алоҳида эътиборни талаб қилади. Шунинг учун ушбу масалага алоҳида эътибор қаратилиши режалаштирилган.

2. ЎТА ЎТКАЗУВЧАНЛИК ФИЗИКАСИ ФАНИ ҲАҚИДА ХРОНОЛОГИК МАЪЛУМОТЛАР

Маълумки ўта-ўтказувчанлик ҳодисаси 1911 йилда Камерлинг Оннес¹ томонидан кузатилди.

Ўта ўтказувчанлик ҳодисаси илк маротаба кузатилган пайтдан бошлаб, узок вақт давомида, яъни 22 йил мобайнида ўта ўтказгичлар фақат идеал ўтказгич деб ҳисобланар эди, яъни солиштирма қаршилиги нолга тенг бўлган металлдек қаралар эди. Аммо кейинги тадқиқотлар, айнан Мейсснер ва Оксенфельднинг²

¹ СКВИД-(SQUID-Superconducting Quantum Interference Device) ўта ўтказгичли квант интерференцияли датчиклар.

¹ Хейке Камерлинг-Оннес (Нидерл. Heike Kamerlingh Onnes; 1853 йил 21 сентябрда, Гронингенда тутилган - 1926 йил 21 феврал, Лейденда вафот этган) — нидерландиялик физик ва кимёгар. 1913 йилда ўта ўтказувчанлик ҳолатини кашф этгани ва паст ҳароратлар физикаси соҳасида эришган ютуқлари юқори баҳоланиб Нобель мукофоти билан тақдирланди.

² 1933-йилда немис физики В.Мейсснер ва унинг ходими Р.Оксенфельд шунини кузатдиларки, агар цилиндрсимон намунани бўйлама магнит майдонига жойлаштириб, критик ҳароратдан пастгача совутсак, унда у ўзидан магнит майдони оқимини тўла сиқиб чиқаради, Мейсснер эффекти (левитация эффекти) кузатилди.

илмий изланишлари натижасида ўта ўтказгичларнинг нафақат идеал ўта ўтказгичлар, балки улар идеал диамагнетик хоссага ҳам эга бўлган материаллар эканлиги кашф қилинди. Ушбу кашфиёт 1933 йилда яратилди. Мазкур кашфиётнинг физикавий маъносини шундай тушуниш мумкин, яъни ўта ўтказувчан модда у жойлашган муҳитнинг ҳарорати критик қийматдан паст бўлганда, ўзининг ичидаги магнит майдонини сиқиб чиқарар экан. Ушбу ҳодисани электродинамика қонунлари асосида тушунтириш мумкин, яъни магнит майдони уюрмали тоқларни қўзғатади, бу эса ўз навбатида ўта ўтказгичнинг ичидаги магнит майдонини компенсациялайди.



Камерлинг Оннес



Walter Meissner

Ўта ўтказгичларда олиб борилган изланишлар қуйидагиларни кўрсатди: агар ҳароратни ўзгартирмасдан ўта ўтказувчанлик ҳолатида бўлган модда магнит майдонида жойлаштирилса, магнит майдонининг маълум қийматларида у нормал ҳолатга ўтади, магнит майдонининг ушбу қиймати критик қиймат деб қабул қилинди; ўта-ўтказувчан материалдан тайёрланган берк контурда бир марта қўзғатилган тоқ вақт ўтиши билан, ҳатто йиллар давомида ҳам камаймаслиги кузатилди; ўта-ўтказгичлар критик магнит майдонининг ҳароратга боғланиши кўпгина ўта-ўтказувчан металллар учун бир хил бўлиб, фақатгина уларнинг қиймати турлича бўлиши аниқланди.

Магнит хоссаларига қараб ўта ўтказгичлар 1 тур ва 2 турларга бўлинади. Ушбу икки гуруҳ ўта ўтказгичларнинг асосий фарқи уларнинг ташқи майдони билан ўзаро таъсирлашуви турлича бўлишидир. Мейсснер-Оксенфельд эффекти асосан 1 тур

ўта ўтказгичларда кузатилади. 2 тур ўта ўтказгичларда магнит майдоннинг сингиши ўзига хос хусусиятга эгадир. Гартер ва Казимир томонидан таклиф этилган таркибда икки хил турдаги «суюклик» дан иборат бўлган моделдан сўнггина ўта ўтказувчанлик ҳодисасининг табиатини тушунишида сезиларли ривожланишга эришилди. Мазкур моделда иккинчи тур ўта ўтказгичларнинг критик ҳароратдаги фазавий ўтиши ва бошқа термодинамик хоссалари тушунтирилди. Ушбу гипотезанинг мазмуни шундан иборатки, ўта ўтказувчан моддаларда икки хил "ўта оқувчан" ва "нормал" электронлар бўлиши мумкин, яъни ўта ўтказувчанлик ҳодисаси билан боғлиқ бўлган "ўта оқувчан" электронлар ва металлларни одатдаги ҳолатлари билан боғлиқ бўлган "нормал" электронлар. Ҳарорат $T \rightarrow 0$ интилганда ҳамма электронлар "ўта оқувчан" бўлишга ҳаракат қилади. Ўта ўтказгичларнинг электродинамикасини, яъни ўта ўтказувчанлик ҳодисасининг электродинамик хоссаларини муваффақиятли тушунтира оладиган илк назария, бу Лондонлар назариясидир. Мазкур назария феноменологик назария бўлиб, унда Максвелл тенгламаларига қўшимча ўта ўтказгичлардаги электромагнит майдон тенгламаси таклиф этилди. Ундан ўта ўтказгичнинг асосий хоссаларини ифодаловчи ҳулосалар келиб чиқади: абсолют диамагнитлик хоссаси, ўзгармас токка нисбатан қаршилигининг нолга тенглиги ва ҳ.к. Аммо, ўта ўтказувчанликнинг электронлар даражасидаги микроскопик механизмининг нимадан ташкил топганлиги тушунтирилмади. Яъни, «Нима учун ўта ўтказгич ўзини бундай ҳолда тутати?» - деган савол жавобсиз қолди. Ўта ўтказувчан ҳолатни феноменологик ифодалай олишдаги кейинги, муҳим кадам Гинзбург ва Ландау томонидан қўйилди. Гинзбург-Ландау назарияси ўта ўтказувчанликни тушунтира оладиган биринчи квант назария бўлди. Мазкур назария ташки майдон бўлганда нормал ҳолатдан ўта ўтказувчан ҳолатга ва тескари ўтишлар II тур фазавий ўтишлардан ташкил топганлигидан келиб чиқади. Ушбу назарияда маълум бир параметр, тартиб параметри $\xi(T)$ иштирок этди. Янги фазада (бизнинг ҳолимизда ўта ўтказувчан фазада) критик ҳароратдаги нол кийматидан абсолют нол ҳароратгача монотон ўсиши керак.

Электронларнинг "ўта ўтказувчан" ҳолати конденсация бўлиши учун масъул куч табиатини аниқлашдаги муҳим кадам

бўлиб Максвелл ва Рейнольдс гуруҳи ходимларининг амалий ишлари муҳим роль ўйнади. Унда ўта ўтказгичларнинг изотопик эффекти яратилди. Улар симоб моддаси изотопларининг ҳар бири учун алоҳида критик ҳароратларини ўлчадилар ва турли хил изотоплар учун ушбу ҳарорат турлича қийматларга эга эканлигини қайд этишди. Натижаларни $T_c M^{1/2} = \text{const}$ ифода кўринишидаги қонуниятга бўйсунганини аниқладилар, бу ерда T_c — ўта ўтказувчанлик ҳолатига ўтишнинг критик ҳарорати ва M — изотопнинг атом массаси. Бу эса ўта ўтказувчанлик электронларнинг панжара тебранишлари яъни фононлар билан ўзаро таъсирлашиши натижасида юзага келишига ишора қилар эди. Ушбу ишлар билан боғланмаган ҳолда Фрёлх ва Бардинлар электрон-фонон ўзаро таъсирлашувига асосланган изотопик эффектни тўғри "тушуна" оладиган назарияни ривожлантирдилар. Аммо, ушбу назария ўта ўтказувчанликнинг бошқа хоссаларини тушунтира олишга қодир эмас эди. Ушбу йўналишдаги кейинги муҳим фикр Пиппард томонидан таклиф этилди. Кенг амалий ишларнинг натижасига таянган ҳолда, у шундай хулосага келдики, ўта ўтказувчанлик ҳолати маълум бир когерентлик узунлиги (ξ) билан характерланиши керак экан. Унинг маъноси шундан иборатки, ўта ўтказгичнинг маълум нуктасида пайдо бўлган ҳар қандай кўзғалиш албатта шу нуктадан ξ ва ундан яқинроқ тартибдаги масофада жойлашган "ўта оқувчан" электронларнинг хоссаларига таъсир қилади. Тоза металллар учун ҳарорат $T \ll T_c$ бўлганда, $\xi \sim 10^{-4}$ см.

3. ЎТА ЎТКАЗУВЧАНЛИК ҲОДИСАСИНИНГ КАШФ ЭТИЛИШИ

Ўта ўтказувчанлик ҳодисасининг яратилиши инерт гелий газининг суюлтирилиши билан чамбарчас боғлиқ, ушбу муваффақиятга голландиялик машҳур физик, Лейдендаги паст ҳароратлар физикаси лабораториясининг асосчиси ва раҳбари Гайк Камерлинг Оннес (1855-1926), 1908 йилда эришди, яъни у ҳаво таркибида жуда оз миқдорда бўлган инерт гелий газини

суёқ ҳолатга ўтказишга муяссар бўлиб, ҳарорати $4,2\text{ K}^{\circ}$ бўлган суёқликни олишга эришди.

Камерлинг Оннес 1908 йилнинг октябр ойида, паст ҳароратлар физикаси соҳасида олиб борган тадқиқотлари ва эришган ютуқлари ҳақида Парижда ўтказилган паст ҳароратлар физикаси йўналишидаги биринчи халқаро конгрессда маъруза килди.

Суюлтирилган гелийнинг олиниши, олимлар учун, абсолют нолга яқин бўлган ($1+10\text{ K}$) ҳарорат шароитида илмий тадқиқот ишларини олиб бориш имкониятини яратди.

Маълумки, гелий газининг суёлтирилиши-бу водороддан кейинги ўринда турувчи инерт газнинг суёлтирилишидир. Газларнинг суёлиш ҳароратини аниқ тасаввур этиш мақсадида 3.1-жадвалда акс эттирилган рақамларга эътиборни қаратамиз.

3.1-Жадвал

Модда	He	H_2°	Ne	N_2	O_2	H_2O
$T_{\text{қай}}, \text{K}$	4,2	20,3	27,2	77,4	90,4	373,16
$T_{\text{эриш}}, \text{K}$	λ нукта **) 2,18	14,0	24,5	63,3	54,7	273,16

Унда моддаларнинг қайнаш ($T_{\text{қай}}$) ва эриш ($T_{\text{эриш}}$) ҳароратлари келтирилган. 3.1-жадвалдаги ҳарорати жуда паст бўлган суёқликларнинг олиниши, металллар электр қаршилигининг ҳароратга боғланишини ифодаловчи қонуниятни амалда аниқлаш учун жуда қўл келди. Илк маротаба бундай тажрибаларни амалга ошириш имкониятига фақатгина Камерлинг Оннес эга бўлди. У металллар қаршилигини ҳароратга боғланиши қандай қўринишда

$^{\circ}$ п $\text{K} = (n - 273,16)^{\circ}\text{C}$. Ушбу формула Кельвин ва градус Цельсий орасидаги боғланишни ифодалайди.

$^{\circ}$ Водород газининг суёлтирилиши Жеймс Дьюар томонидан амалга оширилди.

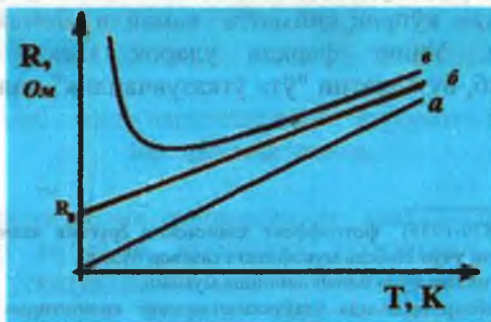
** λ нуктада-2,18 K. Ушбу нуктада суёқ гелий ўта оқувчанлик ҳолатига ўтди. Суёқ гелий $4,2\text{ K}$ дан $2,18\text{ K}$ гача ҳарорат оралиғида бўлса гелий I ва $2,18\text{ K}$ да гелий II ҳолатларга ўтади. Суёқ гелийнинг гелий II ҳолатида қовушқоклиги йўқолади ва иссиқликни ҳеч қандай сарфсиз ўтказади. Мазкур ҳодиса биринчи бўлиб 1938 йилда таниқли физик олим П.Л.Калица томонидан тажрибада илк маротаба кузатилди ва ўта оқувчанлик деб номланди. П.Н.Капица ушбу кашфиёти ва паст ҳароратлар физикаси соҳасидаги пионер ишлари учун 1978 йилда Нобель мукофоти билан тақдирланди. Ўта оқувчанлик ҳодисасининг назарияси 1941 йилда машҳур физик-олим Л.Д.Ландау томонидан яратилди.

бўлишини текшириб кўриш мақсадида илмий изланишлар олиб бериб, қатор металллар учун, ҳарорат хона ҳароратига яқин бўлганда уларнинг электр қаршилигининг ҳароратга боғланиши туғри чизиqli пропорционал боғланишда эканлигини ва адиабатнинг пасайиши билан қаршилиқ камайиши тезлигининг сезилишишни кузатди.

Агар қаршилиқ худди шундай чизиqli камай бошлаسا ҳарорат нолга етганда унинг қиймати манфий бўлиши мумкинлигини аниқлади. Ушбу изланишларнинг натижалари таъқиқотчини металллар электр қаршилигининг ҳароратга боғлиқлигини қуйидаги уч хил кўринишда (3.1-расмда келтирилгандек) бўлиши мумкин деган хулосага олиб келди:

- ҳарорат камайиши билан металлнинг электр қаршилиги нолга интилади (3.1(а)-расм);
- қаршилиқ ўзгармас R_0 қийматга интилади (3.1(б)-расм);
- қаршилиқ камайиб маълум бир қийматга эришгандан сўнг чексиз катта қийматга интилади (3.1(в)-расм).

Ушбу мулоҳазаларни амалда текшириб кўриш учун тоза металллар платина ва олтиндан фойдаланилди. Мазкур ўтказгичлар учун ҳароратнинг камайиши билан уларнинг қаршилигини ўзгармас қийматга интилиши ва ҳатто жуда кичик кузатиб бўлмайдиган даражада кичрайиши мумкинлиги ҳақида Оннес қатор илмий анжуманларда ахборот берди. Унинг олган натижалари ўша даврнинг жадал суръатлар билан ривожланаётган квант назариясига зид эмас эди.



3.1-расм. Металлар электр қаршилигининг ҳароратга боғланиш графиклари.

А.Эйнштейн^{*)} жуда паст ҳароратларда атомларнинг тебраниш энергиясини экспоненциал камайишини ифодаловчи каттик жисмлар моделини яратди. Оннеснинг фикрича жуда соф моддаларнинг электр қаршилиги уларнинг кристалл панжаралардаги атомларнинг тебраниши орқали аниқланиши керак эди. Кейинги олиб борилган илмий изланишлар натижалари бу фикрнинг ҳақиқатга яқин эканлигини тасдиқлади. Оннес ўз илмий мулохазаларини тасдиқлаш мақсадида, ўша даврнинг тоза^{**)} метали ҳисобланган симобдан илмий тадқиқот объекти сифатида фойдаланди. Симоб моддаси электр қаршилигининг ҳароратга боғланиши ўрганилаётганда, унинг қаршилиги ҳарорат 4,2 К га яқинлашгач тўсатдан кескин камайиши кузатилди. Қаршилиқ шунчалик кичик қийматгача камайдики, уни ўлчаш мумкин бўлмай қолди.

Кейинчалик такомиллашган қурилмаларда ўтказилган тажрибалар шуни кўрсатдики, симобнинг қаршилиги ҳароратнинг юздан бир кельвини оралиғида кескин камаяр экан. Оннес томонидан 1913 йилда олинган симоб электр қаршилигининг ҳароратга боғлиқлиги 3.2 - расмда ўз аксини топган.

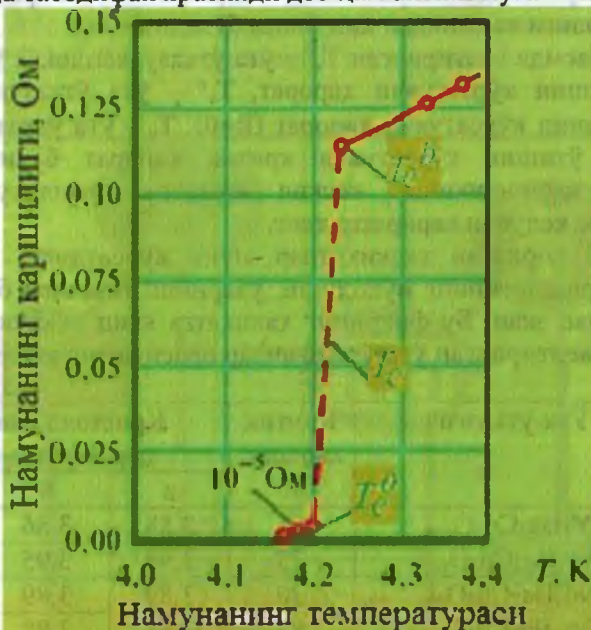
Ушбу расмда келтирилган чизма, яъни қаршилиқнинг маълум ҳароратда кескин камайиши ҳақида Оннес шундай деган эди: "Ҳарорат 4,2 К дан пастроқ қийматга етганда, яъни юздан бир кельвин атрофида, симобнинг қаршилиги тўсатдан, қаршилиқнинг тебранма назариясига мос келмаган ҳолда, кескин камайди, қаршилиқ ўзининг бошланғич қийматидан миллион маротабадан ҳам кўпроқ қийматга камайди. Демак, симоб янги ҳолатга ўтди. Унинг фарқи уларок электр хоссаларини эътиборга олиб, бу ҳолатни "ўта ўтказувчанлик" ҳолати деб атаса ҳам бўлади".^{*)}

^{*)} А.Эйнштейн (1879-1955) фотозэффект ҳодисасини ёруғлик квантлари гипотезаси ёрдамида асослагани учун Нобель мукофотиغا сазовор бўлган.

^{**)} Тоза симоб дистиллаш йўли билан олиниши мумкин.

^{*)} Замонавий асбоблар ёрдамида ўтаўтказгичларнинг солиштирма қаршилиги 10^{-24} Ом-см аниқлик билан нолга тенглиги аниқланди. Солиштириш мақсадида тоза миснинг 4,2 К даги солиштирма қаршилигини келтирамиз у 10^{-9} Ом-см га тенг. Бошқача қилиб айтганда ўтказгичнинг ўта ўтказувчан ва нормал ҳолатдаги қаршилиқлар фарқи худди мис ва изолятор қаршилиқлари орасидаги фарқдек бўлиб, ундан ҳам каттарок қийматга тенгдир.

Ўта ўтказувчанлик ҳодисасининг кашф этилиши, асосли равишда, фундаментал фикрларни амалда тадқиқ қилиш натижасида тасодифан яратилди деб ҳам айтиш мумкин.



Мазкур расм Оннеснинг ўта ўтказувчанликка бағишланган илк ишларининг биридан олинган. Замонавий маълумотларга асосан графикни 0,05 К га силжйтиш керак - Оннесда ҳароратнинг ноаниқ шкаласи бўлган.

3.2-расм. Симоб электр қаршилигининг ҳароратга боғланишини ифодаловчи чизма.

Ўта ўтказувчанлик ҳодисасининг яратилишини инсоният учун нақадар зарур ва аҳамиятли эканлигини, 1913 йилда, Оннесга ўта ўтказувчанлик ҳолатини кашф этганлиги ва паст ҳароратлар физикаси фанида эришган ютуқларини юқори баҳолаб унга берилган Нобель мукофотидан ҳам билса бўлади. Демак, фанда янги бир йўналиш «ўта ўтказувчанлик» соҳаси очилди. Ушбу фан соҳаси билан боғлиқ ихтиролар ва яратилган

қурилмалар учун кўпгина олимларнинг Нобель мукофоти билан тақдирланганлигидан кейинги йилларда олиб борилган тадқиқотлар натижасида қилинган кашфиётларнинг самарадорлиги ва сонидан ҳам билса бўлади.

3.2-расмда келтирилган T_c^b – ўта ўтказувчанликка ўтишнинг бошланишини кўрсатувчи ҳарорат, T_c^o – ўта ўтказувчанликка тўла ўтишини кўрсатувчи ҳарорат ($R=0$). T_c – ўта ўтказувчанлик ҳолатига ўтишни кўрсатувчи критик ҳарорат бўлиб, унинг қиймати қаршилиқнинг кескин камайиш амплитудасининг ярмига мос келувчи ҳароратга тенг.

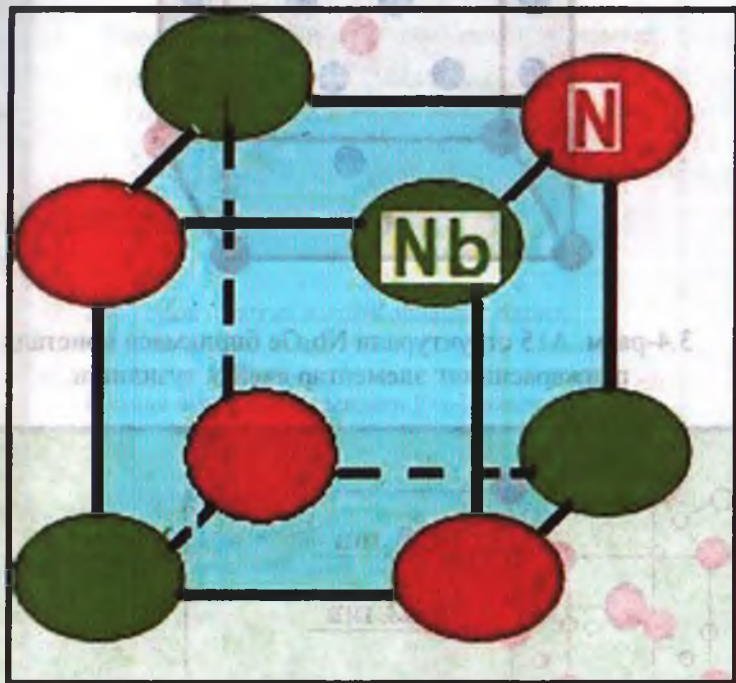
Олиб борилган тадқиқотлар шуни кўрсатдики, моддалар электр қаршилигининг йўқолиши, уларнинг тозаллиги билан ҳам боғлиқ эмас экан. Бу фикрнинг ҳақиқатга яқин эканлигини 3.2-жадвалда келтирилган ўта-ўтказгичлар орасида энг юқори критик

3.2-жадвал

№	Ўта-ўтказгич	Критик ҳарорат, К	Кристалл панжара параметрлари, Å		
			a	b	c
1.	$Y_1Ba_2Cu_3O_{6+x}$	94	3,88	3,86	11,71
2.	$La_1Ba_2Cu_3O_{6+x}$	75	3,95	3,95	11,79
3.	$Nd_1Ba_2Cu_3O_{6+x}$	70	3,89	3,89	11,73
4.	$Sm_1Ba_2Cu_3O_{6+x}$	82	3,88	3,88	11,73
5.	$Eu_1Ba_2Cu_3O_{6+x}$	88	3,86	3,86	11,74
6.	$Gd_1Ba_2Cu_3O_{6+x}$	92	3,89	3,89	11,73
7.	$Ho_1Ba_2Cu_3O_{6+x}$	88	3,89	3,89	11,52
8.	$Er_1Ba_2Cu_3O_{6+x}$	87	3,83	3,85	11,65
9.	$Lu_1Ba_2Cu_3O_{6+x}$	85	3,83	3,87	11,73
10.	$Bi_2Sr_2Ca_1Cu_3O$	116	5,399	5,414	30,904
11.	$Bi_{1,7}Pb_{0,2}Sb_{0,1}Sr_2Ca_2Cu_3$	160	-	-	-
12.	Tl-Ba-Cu-O	100	-	-	-
13.	MnB_2	38-48	-	-	-
14.	Nb_3Ge	23,2	5,166	5,166	5,166
15.	Nb_3Ga	20,3	5,165	5,165	5,165
16.	Nb_3Al	18,55	5,187	5,187	5,187
17.	Nb_3Sn	18,0	5,289	5,289	5,289
18.	V_3Si	17,1	4,722	4,722	4,722
19.	NbN	16,3	4,389	4,389	4,389

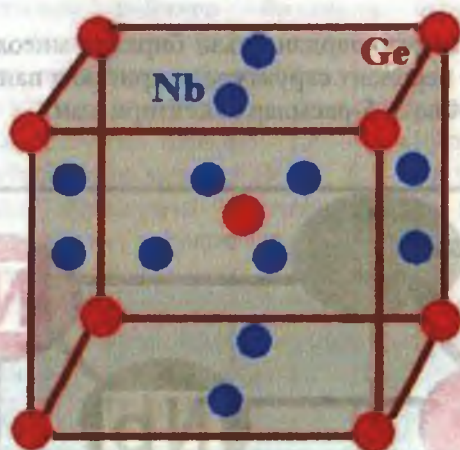
ҳароратга эга бўлгани металлоксидли керамика эканлигидан ҳам билса бўлади.

Ушбу ўта ўтказгичлардан баъзи бирлари мисол тариқасида, $B1$, $A15$ ва перовсит структурали кристалл панжараларнинг қурилиши 3.3, 3.4 ва 3.5-расмларда келтирилган.

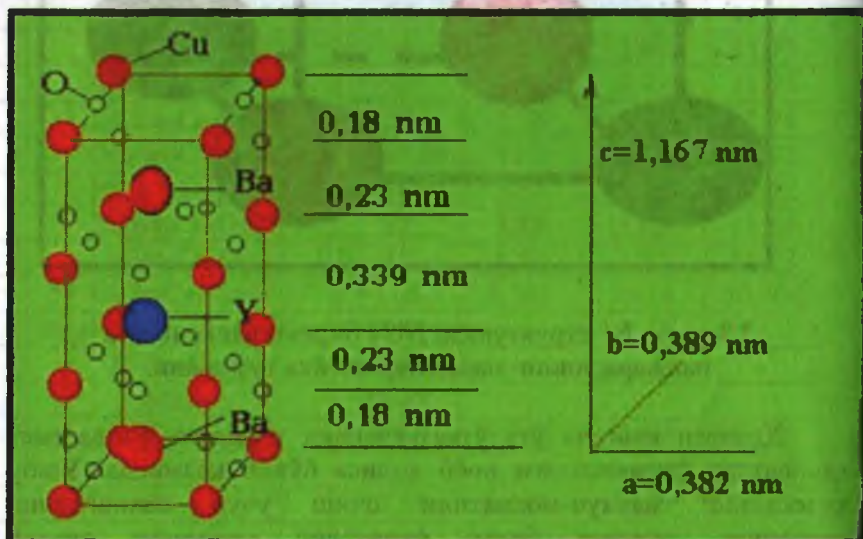


3.3-расм. $B1$ структурали NbN бирикмаси кристалл панжарасининг элементар ячейка тузилиши.

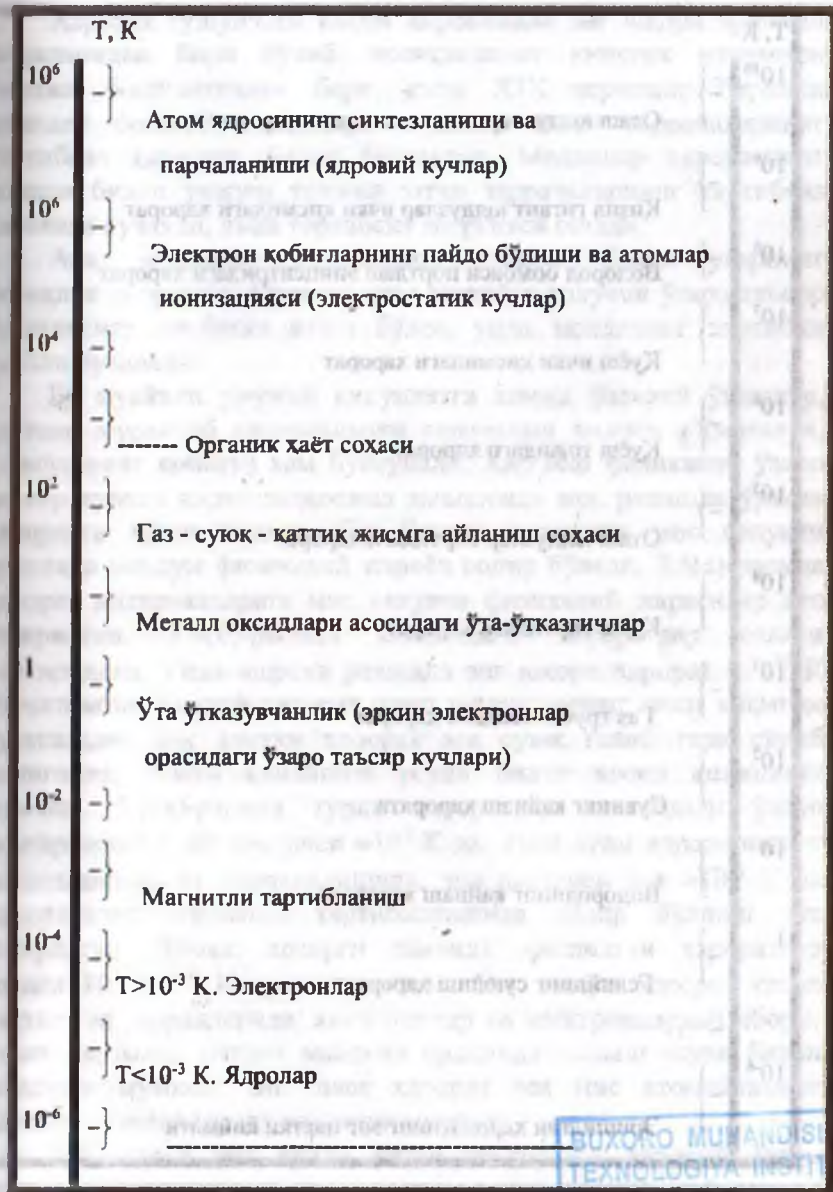
Ҳозирги кунгача ўта ўтказувчанлик ҳодисаси фанда паст ҳароратлар физикасидаги ноёб ҳодиса бўлиб қолмоқда. Ушбу ҳулосанинг мазмун-моҳиятини очиш учун солиштириш мақсадида, ҳарорат билан физикавий ҳодисалар қандай боғланишда эканлигини кўриб чиқамиз.



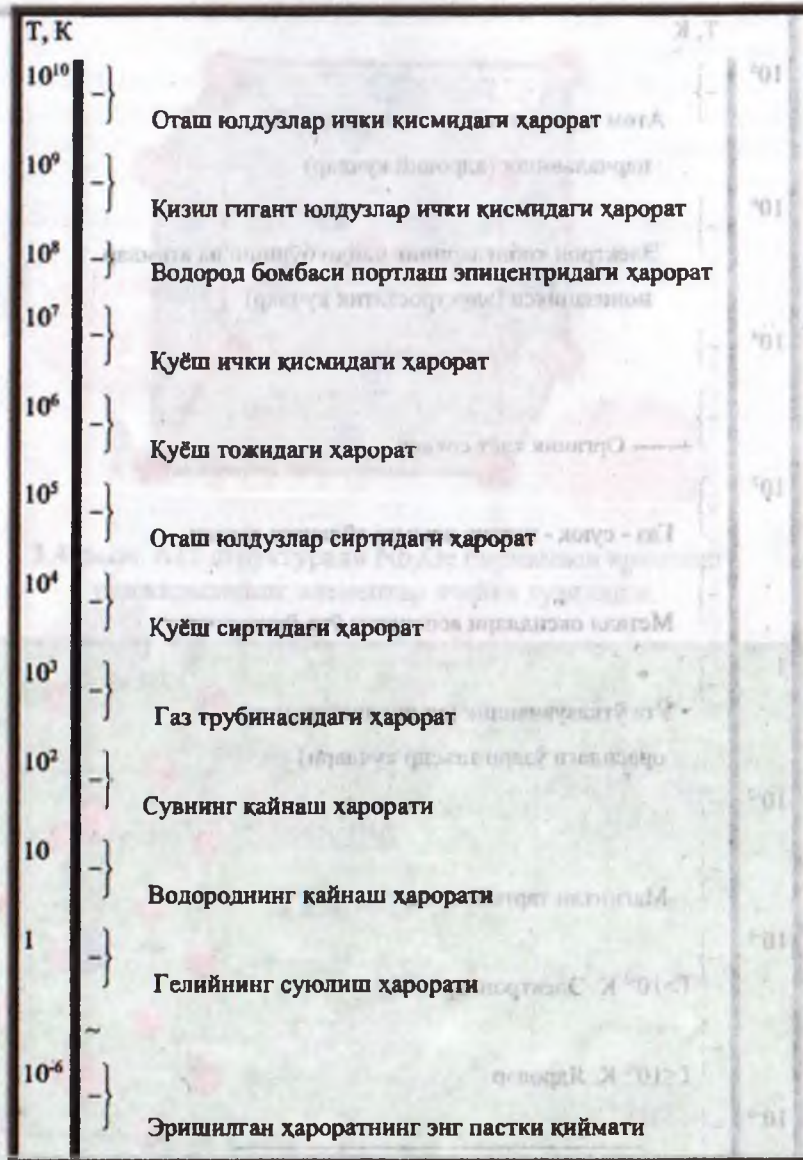
3.4-расм. A15 структурали Nb_3Ge бирикмаси кристалл панжарасининг элементар ячейка тузилиши.



3.5-расм. Перовскит структурали $\text{Y}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ бирикмаси кристалл панжарасининг элементар ячейкаси тузилиши.



3.6(а)-расм. Турли ўзаро таъсирлардаги ҳароратлар соҳаси.



3.6(б)-расм. Коинотдаги ҳароратлар соҳаси

Ҳарорат тушунчаси инсон идрокининг энг юқори эришган ютуқларидан бири бўлиб, иссиқликнинг кинетик назарияси ривож бошлангандан бери, яъни XIX асрининг биринчи ярмидан бошлаб, моддаларни ташкил этган заррачаларнинг тартибсиз ҳаракати билан боғланган. Моддалар ҳароратнинг ошиши билан уларни ташкил этган заррачаларнинг тартибсиз ҳаракати кучаяди, яъни тартибсиз энергияси ошади.

Агар моддалар ҳароратнинг ошиши билан уларнинг иссиқлик энергияси заррачаларни тартибга солувчи ўзаро таъсир энергиясига нисбатан катта бўлса, унда модданинг тартибли ҳолати бузилади.

Бу муайян умумий қонуниятга ҳамма фазавий ўтишлар, ҳаттоки мураккаб системаларни синтезлаш ҳодисаси (масалан, атомларнинг қобиғи) ҳам бўйсunaди. Ҳар бир физикавий ўзаро таъсир кучига қараб таққослаш маъносида мос равишда ўртача ҳароратга тўғри келади. Шу ўртача ҳароратга мос келувчи ораликда маълум физикавий жараён содир бўлади. 3.6(а)-расмда ҳарорат интервалларига мос келувчи физикавий жараёнлар акс эттирилган. 3.6(б)-расмда қонинотдаги ҳароратлар соҳаси келтирилган. Унда шартли равишда энг юқори ҳарорат $\approx 10^{10}$ К кўрсатилган. Бундай ҳарорат оташ юлдузларнинг ички қисмида кузатилади. Энг пастки ҳарорат эса суюқ гелий гази сўриб олинганда, босим қамайиши усули билан ҳосил қилиниши мумкин. 3.6(а)-расмда турли ҳароратлар соҳасидаги ўзаро таъсирларнинг энг юқориси $\approx 10^7$ К да, яъни атом ядроларининг синтезланиши ва парчаланишида, энг пасткиси эса $\approx 10^{-6}$ К да ядроларнинг магнитли тартибланишида содир бўлиши акс эттирилган. Демак, ҳозирги замонда эришилган ҳароратлар соҳаси $10^7 \div 10^{-6}$ К оралиғида экан. Энг юқори ҳарорат қисқа вақтли газ разрядларида, яъни ионлар ва электронлардан иборат иссиқ плазмани магнит майдони ёрдамида сақлаш усули билан олиниши мумкин. Энг паст ҳарорат эса мис атомларининг ядровий моментларида олиниши мумкин.

Табиатдаги энг кучли ўзаро таъсир бу ядровий ўзаро таъсирдир, яъни атом ядроларини ташкил этувчи нейтрон ва протонни боғловчи ядровий кучлар. Бу кучлар қанчалик катта қийматга эканлигини билиш учун қуйидаги мисолни келтирамиз:

4 грамм гелий ядросини таркибий қисмларга (ҳар бир атомда 2 тадан протон ва 2 тадан нейтрон бўлади) ажратиш учун $7,5 \cdot 10^4$ кВт-соат энергия сарфлаш талаб этилади. Бу эса ўртача 10000 оиланинг бир кунда сарфлайдиган электр энергиясига тенг.

Ядровий кучлар билан боғлиқ бўлган ўзаро таъсир энергияни иссиқлик энергияси билан солиштирсак, бу миллион градусга тенгдир.

Бундай ҳарорат Оташ юлдузлардагина пайдо бўлади. Масалан, қуёш марказидаги ҳарорат 20 миллион градусга яқиндир. Бундай шароитда ядровий ўтишлар (ўзаро айланишлар, енгил ядролар оғирларига қўшилади) яъни атом ядросининг синтези содир бўлади.

Бундай улкан энергияни^{**)} қуёш бир неча миллиард йиллардан бери сочиб келмоқда. Ушбу ҳодисанинг негизида водороддан гелий ядросининг синтеzlаниш жараёни ётади. Энергиянинг ушбу усулда ҳосил қилиниши фанда ҳар томонлама ҳам назарий, ҳам амалий исботланган.

Агар ер шароитида водород атомини гелий атомига қўшилишига эришилса, инсониятнинг бутун келажаги учун энергетика муаммоси ечилган бўлар эди.

Бу улкан жаҳоншумул мақсадни амалга ошириш учун плазма физикаси билан чамбарчас боғлиқ бўлган термоядро йўналишидаги кенг илмий-тадқиқот ишлари олиб борилмоқда. Термоядро қурилмаларида ("Токомак"³ ларда) ҳосил бўлган иссиқ плазмани ушлаб туришда кучли магнит майдони билан чегараланган ҳажмдан фойдаланилади.

Бундай кучли магнит майдонлар фақатгина ўта ўтказгичлардан тайёрланган ўрамлардагина ҳосил қилиниши мумкин. Термоядро реакциялари олишга йўналтирилган илмий-тадқиқот лабораторияларида қимматбаҳо бўлишига қарамасдан суюқ гелий билан совутиладиган ўрамлардан тайёрланган ўта ўтказгичли магнит майдони манбаилари кенг қўлланилмоқда. Чунки энергетика муаммосининг ечилиши инсоният учун энг муҳим ва улкан масалалардан бири эканлиги ҳеч кимга сир эмас.

^{**) Қуёш таркатаётган энергияни оддий шароитда олиш учун Ер массасига тенг бўлган кўмир ёқилгисини ёқиш керак. Ушбу ўзаро солиштириш қуёш бағридан қанчалик катта энергия ишлаб чиқишлигини кўрсатади.}

³ Токомак - Торodial магнит майдони ҳалқаси маъносини англатади.

4. КАМЕРЛИНГ ОННЕС ТАЖРИБАСИ

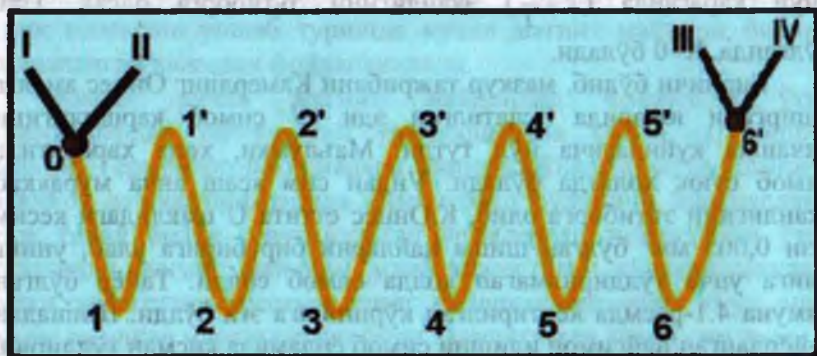
Ўта ўтказувчанлик ходисаси симобда кузатилгандан сўнг қатор металлларда ва уларнинг бирикмаларида ҳам бу ходиса намоён бўлди. Ўта-ўтказгичларнинг хоссалари ҳар томонлама ўрганила бошланди ва улар устида жуда кенг илмий-тадқиқот ишлари олиб борилди. Олинган натижалар шуни кўрсатдики, ўта ўтказувчанлик хоссаси фақатгина ҳароратнинг ўзгаришига боғлиқ бўлиб қолмасдан, балки ундан оқаятган ток кучига ва унга таъсир этувчи магнит майдонининг кучланганлиги билан ҳам узвий боғлиқ экан. Яъни ўта ўтказгич фақатгина ҳарорат критик кийматга (T_k) етгандагина эмас, балки ундан оқаятган ток зичлигининг киймати критикка (J_k) етганда ёки унинг атрофидаги магнит майдони кучланганлиги критикка ($H_{кр}$) етганда ҳам нормал ҳолатга ўтиши кузатилди. Агар ўта ўтказгич маълум бир чегаравий киймат $H_{кр}$ ка тенг ёки ундан катта бўлган кийматдаги магнит майдонида жойлаштирилса у нормал ҳолатга ўтади ва магнит майдони куч чизиклари унинг ҳажмини кесиб ўта бошлайди, бу уни нормал ўтказгичларга хос бўлган хусусиятга эга бўлишга олиб келади.

Ўта-ўтказгичдан ток ўтганда, унда ҳосил бўлган кучланиш ўлчов асбобларининг аниқлик даражасида нолга тенглигини юқорида келтирган эдик. Ҳақиқатан ҳам қаршилиқнинг кучланиш ва ток кучи билан ўзаро боғланиши ўзгармас ток ҳоли учун қараганда ($R = \frac{U}{I}$) эканлигини эътиборга олсак, $U=0$ бўлганда, $R=0$ бўлади.

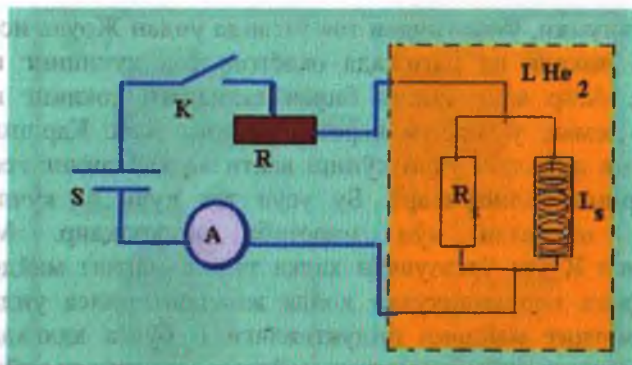
Биринчи бўлиб, мазкур тажрибани Камерлинг Оннес амалга оширгани юқорида эслатилган эди. У симоб қаршилигини ўлчанда куйидагича йўл тутди. Маълумки, хона ҳароратида симоб суюқ ҳолатда бўлади. Ундан сим ясаш анча мураккаб эканлигини эътиборга олиб, К.Оннес еттита U шаклидаги кесим юзи $0,005 \text{ мм}^2$ бўлган шиша найларни бир бирига улаб, унинг ичига унча тўлдирилмаган ҳолда симоб солди. Тайёр бўлган намуна 4.1-расмда келтирилган кўринишга эга бўлди. Шишадан тайёрланган найсимон идишни симоб ёрдамида қисман тўлдириш йўли билан ҳарорат ўзгарганда симоб ҳажмий ўзгаришини улуксизлиги таъминланди ва шиша идишнинг синушини олди олindi. 4.1-расмда курсатилган I, IV ёки II, III нукталардаги

кучланиш қайд қилинди. Ток манбаи эса 0 ва 6' нукталарга уланган эди. Келтирилган курилма ёрдамида симоб электр қаршилигининг ҳароратта боғланиши аниқланди. Ҳарорат пасайган сари симобнинг қаттиқ ҳолатга ўтиш нуқтасидаги суюқ ҳаво ва водород ҳароратларига мос келадиган қаршиликлари аниқланди. Ушбу аниқланган қийматлар, электр қаршилигининг ҳароратта боғланиш чизмасида белгиланганда, кутилгандек чизиқли боғланишни берди. Ҳарорат суюқ гелий ҳароратининг қийматиغا етганда жаҳоншумул, инсоният келажаги учун зарур бўлган, XX аср физикасининг сирли ҳодисалари орасида алоҳида ажралиб турувчи ўта ўтказувчанлик ҳодисаси кузатилди.

Мазкур кашфиётни назарий асосини яратиш учун ярим асрга яқин вақт кетди, яъни ушбу кашфиёт моҳиятини тушунтира оладиган назария фақатгина узоқ ва самарали тадқиқотлар олиб бориш натижасидагина пайдо бўлди. Ушбу даврда квант механикаси ва ядро физикаси пайдо бўлди, нейтрон, антизарралар ва бошқа кўпгина элементар зарралар билан бир қаторда ядро ва термоядро реакциялари олинди. Фан оламида кўпгина янгиликлар яратилди, аммо ўта ўтказувчанлик ҳодисасининг сири ечилмаганлигича қолди. Олимларнинг бу соҳада олиб борган тинимсиз фидойи ҳаракатлари туфайли, 1957 йилдагина ўта ўтказувчанлик ҳодисасининг назарий асоси, микроскопик назария яратилди. Ушбу назария муҳокамасига алоҳида қайтилади.

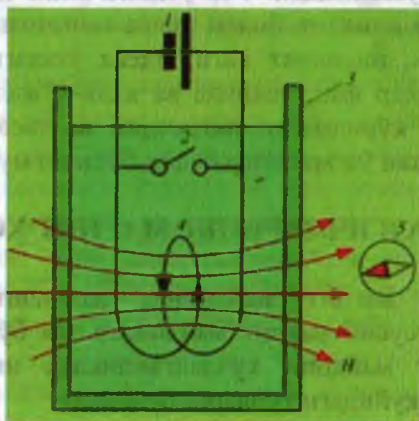


4.1-расм. Электр қаршилигини ўлчашда фойдаланилган симоб намунасининг умумий кўриниши.



4.2-расм. Ўта ўтказгичдан тайёрланган ҳалқадаги ток кийматиининг ўзгаришини кузатишда қўлланилган қурилма чизмаси. L_s -ўта ўтказувчан ҳалқа; R_s -ўта ўтказувчан ўтказгич; А-амперметр; К-калит; S-ток манбаи; R-ўзгарувчан қаршилик.

1914 йилга келиб К.Оннес ўта ўтказгич қаршилигининг ҳақиқаттан ҳам нолга тенглигига ишонч ҳосил қилиш мақсадида, яъни қаршилиқни катта аниқлик билан ўлчаш мақсадида 4.2-расмда келтирилган чизмадаги ўта ўтказувчан ҳалқадан оқаётган токнинг сўнишини қайд эта оладиган усулдан фойдаланилди.



4.3-расм. Магнит майдонини қайд қилишнинг схематик кўриниши.

Маълумки, ўтказгичдан ток ўтганда ундан Жоуль иссиқлиги ажралиб чиқади ва натижада оқаётган ток кучининг қиймати камаяди. Агар вақт ўтиши билан ҳалқадаги токнинг қиймати камайса демак, у маълум қаршиликка эга экан. Қаршиликнинг қийматини аниқлаш учун сўниш вақти ва ҳалқанинг геометрик ўлчовларини билиш шарт. Бу усул ток кучи ва кучланишни ўлчашга нисбатан кўп маротаба аниқроқдир. Масалан: қаршилиги R ўта ўтказувчан ҳалқа ташқи магнит майдони куч чизикларига перпендикуляр ҳолда жойлаштирилса унда ҳосил бўлган магнит майдони индуктивлиги L бўлса ҳалқада ҳосил бўлган токнинг қиймати магнит майдони олингандан кейин, яъни $i = \frac{L}{R}$ вақтдан сўнг сўниши керак. Аммо ўта ўтказгичларда $R=0$ бўлганлиги сабабли $t \rightarrow \infty$ ка интилади. Бир қарашда ҳалқада "музлатилган" магнит оқими ҳосил бўлгандек, аммо тажрибалар шуни кўрсатдики ичи бўш ўта ўтказувчан цилиндр фақатгина $\Phi_0 = 2,07 \cdot 10^{-7} \text{ Гс} \cdot \text{см}^2 = 2,07 \cdot 10^{-15} \text{ Вб}$ га тенг, магнит оқими квантига қаррали қийматларнигина қабул қилар экан ($\Phi_0 = \frac{h}{2e}$; $\pi = 3,14$; h - Планк доимийси; e -электроннинг заряди) (4.3-расм қаранг).

Юқорида келтирилган усулда ток кучининг қиймати 2,5 йил давомида кузатилди. Лекин, ушбу даврда ток кучининг ҳеч қандай камайиши кузатилмади. Ўта ўтказгичнинг қаршилиги ҳақиқаттан ҳам катта аниқлик билан нолга тенглигига ишонч ҳосил қилинди. Демак, инсоният янги, идеал ўтказгичга эга бўлди. Бундай ўтказгичлар фан, техника ва халқ-хўжалигида фойдаланилганда мисли кўрилмаган иқтисодий ва тасаввур қилиниши қийин бўлган улкан ўзгаришлар содир бўлиши мумкин.

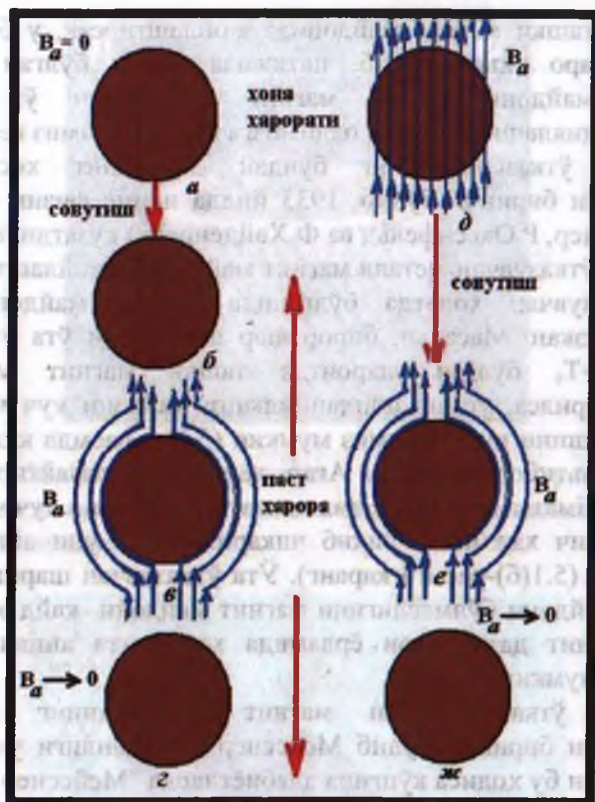
5. ЎТА ЎТКАЗГИЧЛАРНИНГ МАГНИТ ХОССАЛАРИ

Маълумки, магнит майдонида жойлаштирилган жисм магнитланиб, хусусий магнит майдонига эга бўлади. Ташқи ва хусусий магнит майдони кучланганликлар нисбатларига (μ) қараб, моддалар қуйидаги турларга бўлинади:

$\mu > 1$ -парамагнетиклар;

$\mu \gg 1$ -ферромагнетиклар;

$\mu < 1$ -диамагнетиклар.



5.1-расм. Магнит майдони куч чизикларининг ўта ўтказгич билан ўзаро таъсирини ифодаловчи чизма. а,б – магнит майдони йўқ намуна совутилди ва қаршилиги нолга айланиб ўта ўтказувчанлик ҳолатига ўтди; в – ўта ўтказувчан ҳолатдаги намунага магнит майдони таъсир эттирилди; г – магнит майдони ўчирилган ҳолда, яъни олиб ташланди; д – магнит майдони нормал ҳолдаги ўта ўтказгичга таъсир этганда унинг куч чизиклари намунани кесиб ўтади; е-ушбу ҳолатда намуна совутилса, яна магнит майдони куч чизиклари уни айланиб ўта бошлайди. ж-магнит майдони олиб ташлангандаги ҳолатни ифодаловчи чизма.

Диамагнит моддаларнинг ташқи магнит майдони билан ўзаро таъсирлашиши алоҳида хусусиятга эга. Агар диамагнит

моддани ташқи магнит майдонида жойлаштирсак, у бу майдон билан узаро таъсирлашиб, натижада ҳосил бўлган хусусий магнит майдони ташқи магнит майдонини ўз сиртида компенсациялашишини кўз олдимизга келтиришимиз керак.

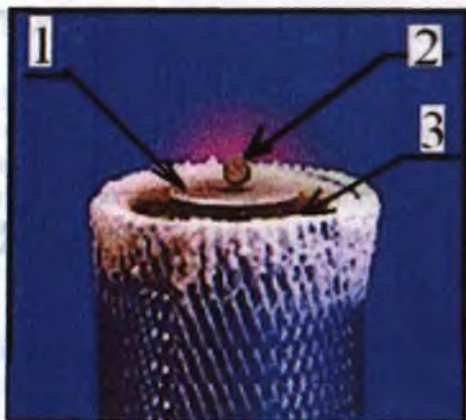
Ўта ўтказгичларнинг бундай диамагнит хоссага эга эканлигини биринчи бўлиб, 1933 йилда немис физик олимлари (В.Мейсснер, Р.Оксенфельд ва Ф.Хайденрейх) кузатдилар.

Ўта ўтказувчан металл магнит майдонида жойлаштирилса, у ўта ўтказувчан ҳолатда бўлганида магнит майдони ундан итарилар экан. Масалан, бирор шар шаклидаги ўта ўтказгични олиб, $T > T_c$ бўлган шароитда ташқи магнит майдонида жойлаштирилса, унинг ичидан магнит майдони куч чизиклари кесиб ўтишини кузатишимиз мумкин (5.1(а)-расмда келтирилган чизмага эътибор беринг). Агар ҳароратни камайтириб, $T < T_c$ бўлган қийматга эришилса, ташқи магнит майдони куч чизиклари ўта-ўтказгич ҳажмидан сиқиб чиқарилади ва уни айланиб ўта бошлайди (5.1(б)-расмга қаранг). Ўта ўтказувчан шарнинг ичида магнит майдони бўлмаслигини магнит майдони қайд этгичлари, яъни магнит датчиклари ёрдамида ҳам катта аниқлик билан аниқлаш мумкин.

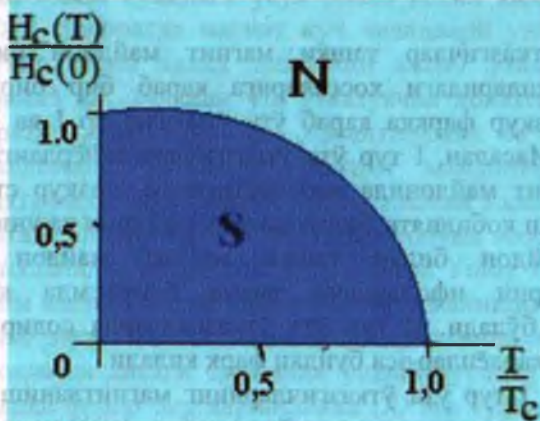
Ўта ўтказгичлардан магнит майдонининг итарилиш ҳодисасини биринчи бўлиб Мейсснер кузатганлиги учун унинг номи билан бу ҳодиса кўпгина адабиётларда "Мейсснер эффекти" деб юритилади (5.2-расм).

Демак, ўта ўтказгичлар идеал диамагнитлар эканлиги аниқланди. Бундан ташқари шуни ҳам эътиборга олмоқ зарурки, ўта ўтказгич магнит майдони билан ўзаро таъсирлашганда ташқи магнит майдони маълум бир критик қийматга эришганда ўта ўтказгич нормал ҳолатга ўтади.

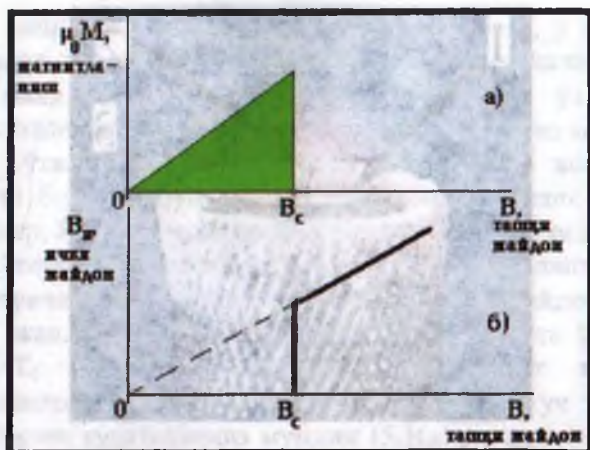
Яъни ҳарорат ўзгармаганда ҳам ўта ўтказгични нормал ҳолатга ўтказиш мумкин экан. Магнит майдонининг бундай қийматини ўта ўтказгичнинг критик магнит майдони (H_c) деб қабул қиламиз. Критик магнит майдонининг қиймати намунанинг ҳароратига узвий боғлиқ бўлиб турли ўта ўтказгичлар учун мос равишда ўзига хос қийматларга эгадир. Ўта ўтказгичлар учун критик магнит майдоннинг ҳароратга боғланиши 5.3-расмда келтирилган чизма шаклида бўлади.



5.2-расм. Мейсснер эффектнинг ифодаловчи расм. 1-ўта ўтказувчан намуна; 2-ўзгармас магнит майдони манбаи; 3-суяк азот солинган ҳажм.



5.3-расм. Ўта ўтказгичлар учун критик магнит майдоннинг ҳароратга боғланишини ифодаловчи чизма. N-нормал соҳа; S-ўта ўтказувчан соҳа; $H_c(0)$ -ҳарорат $T=0$ бўлгандаги критик магнит майдон.



5.4-расм. а) I тур ўта ўтказгичнинг бирлик ҳажмидаги магнит momenti M -нинг магнит майдони индукцияси B билан боғланиши; б) ўта ўтказгичнинг магнитланиш эгри чизиги.

Ўта ўтказгичлар ташқи магнит майдони билан ўзаро таъсирлашишларидаги хоссаларига қараб бир биридан фарк қилади. Мазкур фарққа қараб ўта ўтказгичлар I ва II турларга бўлинади. Масалан, I тур ўта ўтказгичдан тайёрланган стержен ташқи магнит майдонида жойлаштирилса, мазкур стерженнинг магнитланиш қобилияти билан магнит майдони ва унинг ичидаги магнит майдон билан ташқи магнит майдон орасидаги боғланишларни ифодаловчи чизма 5.4-расмда келтирилган кўринишда бўлади. II тур ўта ўтказгичларда содир бўладиган физикавий жараёнлар эса бундан фарк қилади.

Демак, I тур ўта ўтказгичларнинг магнитланиш қобилияти ва уларнинг ичидаги магнит майдонининг ташқи магнит майдони билан боғлиқлиги 5.4-расмда келтирилган чизмага ўхшаш бўлар экан. Агар ташқи магнит майдонининг қиймати критикка тенг бўлса, кескин ўзгариш содир бўлиши кузатилади.

6. МАГНИТ МАЙДОНИНИНГ КВАНТЛАНИШИ

Массив ўта ўтказгичнинг критик магнит майдонини H_{cm} билан белгилаймиз ва ҳарорат абсолют нолга интилгандаги экстраполяцияланган критик магнит майдонни $H_{cm}(0)$ деб оламиз. Унда H_{cm} катталиқнинг ҳароратга боғланиши қуйидаги эмпирик формула ёрдамида яхши ифодаланиши мумкин:

$$H_{cm} = H_{cm}(0) \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right].$$

Ушбу боғланиш ўта ўтказувчан ҳолатнинг фазавий диаграммаси кўринишида H ва T координаталарда 5.3-расмда келтирилган. Ушбу чизмадаги S-текисликда ётувчи барча нуқталар ўта ўтказувчан ҳолатга тегишлидир.

Массив ўта ўтказувчан ҳалқадан электр токи чексиз узок вақт оқиши мумкин. Бунда албатта ҳеч қандай ток манбаи талаб этилмайди, чунки ҳалқанинг қаршилиги нолга тенг. Мазкур сўймайдиган токни қуйидаги усул билан ҳосил қилиш мумкин. Ҳалқани $T > T_c$ ҳароратда магнит куч чизиклари унинг юзасига перпендикуляр, яъни ҳалқа тешигини кесиб ўтадиган қилиб жойлаштирамиз ва ҳалқани ўта ўтказувчан ҳолатга ўтказамиз, яъни ҳароратни критикдан ҳам пасайтирамиз ва ундан сўнг магнит майдонини ўчирамиз. Магнит майдонини ўчирган биринчи вақтимизда ичкаридаги магнит оқими камая бошлайди ва Фарадейнинг электромагнит индукция қонуни асосида ҳалқада ток индукцияланади, ундан сўнг у сўнмайди. Ушбу ҳосил бўлган ток ҳалқадаги магнит оқими қийматининг камайишига тўсқинлик қилади, яъни энди магнит майдони ўчирилганда токнинг ўзи ҳалқадаги оқимни авваги даражада ушлаб туради. Ҳақиқаттан ҳам, агар ҳалқа бирор бир қаршилиққа (R) эга бўлганида, ташқи магнит майдони олинганда ҳалқадаги оқим $\frac{L}{R}$ тартибдаги вақтда камаяр эди. Бу ерда L -ҳалқа индуктивлиги, ўта ўтказувчан ҳалқада эса $R=0$ бўлгани учун, бундай сўниш чексиз вақт давом этади. Бу эса ҳалқада «музлаган» магнит оқимини ҳосил қилади, ҳалқа бўйлаб эса сўнмайдиган ток циркуляцияланади. Бу ўта ўтказувчан ток ёки ўта ток деб қабул қилинган.

Бир карашда ҳалқада «музлаган» магнит оқимининг киймати ҳар қандай бўлиши мумкиндек. Мазкур масалага ойдинлик киритиш мақсадида қатор тажрибалар ўтказилган, улардан баъзилари ушбу мақолаларда келтирилган: Deaver B.S., Fairbank W.M. — Phys.Rev.Lett., 1961, v.7, p.43; Doll R., Näbauer M. — Phys.Rev.Lett., 1961, v.7, p.51. Ушбу экспериментал тадқиқотлар ичи бўш ўта ўтказувчан цилиндр фақатгина маълум бир $\Phi_0 = 2,07 \times 10^{-7} \text{ Вб}$ кийматга қаррали магнит оқими, яъни магнит оқими квантларини қабул қилиши мумкинлигини кўрсатди. Магнит оқими кванти фундаментал катталиклар орқали ҳам ифодаланиши мумкин, яъни $\Phi_0 = \frac{hc}{e}$, бу ерда h —Планк доимийси, c —ёруғликнинг вакуумдаги тезлиги, e —электрон заряди.

Ушбу тадқиқотлар тасодифан амалга оширилмади. Таажубланарли жойи шундаки, бундай тажрибалар 1961 йилда эмас, ундан 30 йил илгари ўтказилиши керак эди, чунки ўша даврдаёқ ўта ўтказувчанлик ходисаси квант жараён эканлиги ҳақидаги фикрлар мавжуд эди.

7. ЖОЗЕФСОН ЭФФЕКТЛАРИ

Юқорида эслатганимиздек, ўта ўтказувчан, ичи бўш цилиндрдаги магнит оқими фақат Φ_0 магнит оқими квантларига қаррали бўлган кийматларни қабул қилади, яъни $\Phi = n \Phi_0 = 2,07 \times 10^{-7} n \text{ Вб}$. Ўта ўтказувчанлик ходисасининг квантли жараён эканлигини исботловчи яна бир далил, бу улардаги кучсиз ўта ўтказувчанликдир. Кучсиз ўта ўтказувчанлик деганда биз иккита ўта ўтказгичнинг кучсиз боғлам билан боғланганлиги тушунилади. Бундай кучсиз боғланиш туннелли ўтиш, юпка плёнкали торайиш, кичик ўта ўтказгичлар сиртларининг кучсиз тегиб туришидир.

Кучсиз ўта ўтказувчан боғланишлар билан Жозефсон эффекти боғлиқ. Жозефсоннинг стационар ва ностационар эффектлари мавжуд.

Стационар эффект. Жозефсоннинг стационар эффекти бўлганда кучсиз боғламдан ўтаётган ўта ўтказувчан ток жуда кичик бўлиб, ундан қаршиликсиз ўтади. Электронлар контактдан

(боғламдан) ўтганда когерентлик хусусиятларини сақлайди, яъни иккала ўта ўтказгичдаги электронлар кучсиз боғлам орқали ягона квант жамоага бирлашади. Боғламнинг бир томонидаги электронлар тўлқин функцияси, электронларнинг «жойидаги» тўлқин функцияси билан интерференцияланади.

Натижада иккала томондаги электронлар ягона тўлқин функция билан ифодаланади, бу ерда кучсиз боғлам иккала томондаги тўлқин функцияни кескин ўзгартирмаслиги керак.

Ностационар эффект. Жозефсоннинг ностационар эффекти бўлганда ўзгармас ток маълум электр кучланиш ҳосил бўлгунга қадар кучайтирилса, бунда кучланишнинг ўзгармас ташкил этувчисидан ташқари яна ω доиравий частота билан осцилляцияланувчи қўшимча ташкил этувчисидан ҳам иборат бўлади, унда унинг частотаси қуйидаги ифода билан аниқланади:

$$\hbar\omega = 2eV.$$

8. МЕЙССНЕР-ОКСЕНФЕЛЬД ЭФФЕКТИ

Агар ўта ўтказгич худди идеал ўтказгич деб, яъни солиштирма қаршилиги нол деб қаралса, унда у кучсиз ташқи магнит майдонида ўзини қандай тутиши керак? Қаршилиқ $R=0$ бўлганда, яъни идеал ўтказгичда ташқи магнит майдони таъсирида, Ленц қондасига асосан, унинг хусусий магнит майдонини ҳосил қилувчи ток ҳосил бўлади. Унда умумий магнит майдон нолга тенг бўлади. Буни Максвелл тенгламасидан фойдаланиб исботлаш мумкин. Индукциянинг (B) ўзгариши натижасида намуна ичида E электр майдони ҳосил бўлиши керак. Буни қуйидаги ифодадан кўриш мумкин:

$$\text{rot } \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}.$$

Идеал ўтказгичда $\vec{E}=0$, $\vec{E}=\vec{j}\rho$, чунки $\rho=0$, c — ёруғликнинг вакуумдаги тезлиги, ρ — ўтказгичнинг солиштирма қаршилиги, j — ўтказгичда ҳосил бўлган ток зичлиги. Ушбу муносабатдан $\vec{B} = \text{const}$, эканлиги келиб чиқади. Аммо намуна майдонга киритилгунга қадар $\vec{B} = 0$, бундан эса $\vec{B} = 0$ эканлиги ҳосил чиқади, буни яна бошқача ҳам тушунтириш мумкин, яъни

$\rho=0$ бўлгани учун ўтказгичга магнит майдонининг сўниш вақти чексиз.

Шундай қилиб ташки магнит майдонига киритилган идеал ўтказгичнинг ҳар қандай нукталарида $\vec{B} = 0$ экан. Бундан шундай хулосага келса бўладики, идеал ўтказгичга $T > T_c$ бўлган шароитда магнит майдони сингади, яъни қаршилиги мавжуд бўлади. Агар ушбу ҳолатда ўтказгич совутилса, $T < T_c$ бўлганда, магнит майдони унинг ичида қолади. Бу ерда шуни эслатиш жоизки, биз шу пайтгача “идеал ўтказгич” деб атадик, «ўта-ўтказгич» эмас.

Олдинги бўлимларда эслатилгандек, 1933 йилгача ўта ўтказувчан материаллар фақатгина идеал ўтказгичлар деб қаралар эди. Немис физик олимлари Мейсснер ва Оксенфельд бундай эмаслигини аниқлашди. Яъни ҳарорат $T < T_c$ бўлганда намунадаги магнит майдони нолга тенг, яъни $\vec{B} = 0$ бўлади, ўтиш йўналишига боғлиқ бўлмаган ҳолда бу шарт бажарилади. Магнит майдон кучланганлиги $H < H_c$ бўлганда магнит майдони индукцияси $\vec{B} = 0$ бўлади.

Демак, моддаларнинг ўта ўтказувчанлик ҳолатида қуйидаги тенгламалар бажарилади:

$$\rho = 0, \vec{B} = 0.$$

9. БИРИНЧИ ТУР ЎТА ЎТКАЗГИЧЛАРНИНГ МАГНИТ ХОССАЛАРИ

Юқорида эслатганимиздек, ўта ўтказгич ўзининг магнит хоссаларига қараб биринчи тур ўта ўтказгичларга ва иккинчи тур ўта ўтказгичларга бўлинади. Биринчи тур ўта ўтказгичларга ниобийдан ташқари даврий системадаги барча металллар киради. Ўта ўтказувчан котишмалар ва кимёвий бирикмалар иккинчи тур ўта ўтказгичлардир.

Ушбу икки гуруҳ ўта ўтказгичларнинг асосий фарқи уларнинг ташки магнит майдони билан ўзаро таъсирлашув турлича бўлишидир. Мейсснер-Оксенфельд эффекти биринчи тур ўта ўтказгичлардагина кузатилади.

Магнитланиш эгри чизигини кўриб чиқамиз. Узун цилиндр шаклидаги ўта-ўтказувчан намуна ташқи бўйлама магнит

Магнит майдони H , нив

ошиши билан ўта ўтказгичнинг ичидаги индукция ўзгармайди, у нолга тенглигича қолади, $\vec{B}=0$. Шунинг учун $B=B(H_0)$ магнитланиш эгри чизиги 5.4-расмда келтирилган кўринишга эга бўлади. Қачонки, H_0 майдон H_{cm} майдонга тенг бўлса ўта ўтказувчанлик бузилади ва магнит майдони ўта ўтказгич ичига сингади ҳамда $\vec{B}$ индукциянинг қиймати ташқи магнит майдони кучланганлиги $\vec{H}_0$ га тенг бўлади.

Магнит индукция $\vec{B}$ ва магнит майдони кучланганлиги $\vec{H}$ куйидаги маълум муносабат билан боғланган:

$$\vec{B} = \vec{H}_0 + 4\pi\vec{M},$$

бу ерда $\vec{M}$ намуна бирлик ҳажмидаги магнит момент. Кўпгина ҳолларда магнитланиш эгри чизигини - $4\pi\vec{M}$ нинг H_0 боғланиш кўринишида ифодалашади. Бундай боғланиш 5.4а-расмдаги чизмада ўз аксини топган. $\rho=0$ ва $\vec{B}=0$ тенгламаларидан биринчи тур ўта ўтказгичларнинг асосий магнит хоссаларини келтириб чиқарамиз.

1. Маълумки магнит майдони куч чизиклари ўта ўтказгичнинг ташқарисида ҳамма вақт унинг сиртига уринма кўринишда йўналган бўлади. Ҳақиқатдан ҳам, электродинамикадан биз биламизки, магнит куч чизиклари, яъни $\vec{H}$ индукция вектор чизиклари узлуксиз ва берқидир. Уни куйидаги тенглама кўринишида ифодалаш мумкин.

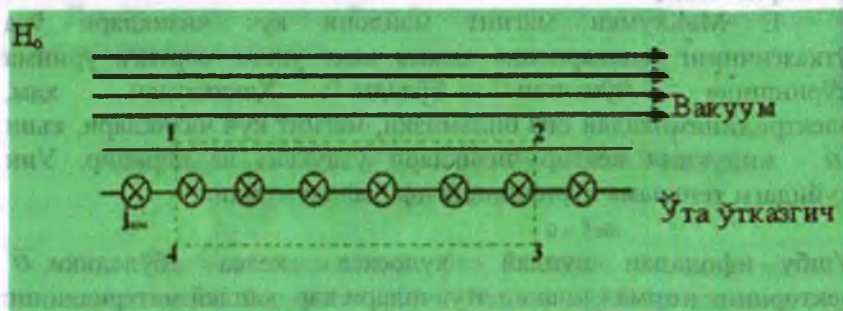
$$\text{div}\vec{B}=0$$

Ушбу ифодадан шундай хулосага келса бўладики, $\vec{B}$ векторнинг нормал ташкил этувчилари ҳар қандай материалнинг ички ва ташқи сиртига бир хил бўлиши керак экан. Бироқ ўта ўтказгичнинг ичида $\vec{B}^{(i)}=0$ бўлади дейилганда, биз ўз навбатида нормал компонента ҳам $\vec{B}_n^{(i)}=0$ бўлади деб тушунишимиз керак. У навбатида ўта ўтказгич ташқарисидаги сиртга нормал бўлган компонента $\vec{B}_n^{(e)}$ ҳам нолга тенг бўлади. Аммо $\vec{B}_n^{(e)}=0$ магнит майдони куч чизиклари ўта ўтказгич сиртига уринма кўринишида бўлишини кўрсатади.

2. Ташқи магнит майдонида жойлаштирилган ўта ўтказгич сиртида ҳамма вақт сирт электр токи оқади. Бу куйидаги 9.1-расмда акс эттирилган.

Берилган нуктадаги магнит майдонининг кийматини $\vec{H}_0$ билан белгилаймиз. Максвелл тенгламасидан $\text{rot} \vec{B} = \frac{4\pi}{c} \vec{j}$. Биз биламизки, ўта ўтказгич ичида $\vec{B} = 0$, яъни ҳажмий ток мавжуд эмас, яъни $\vec{j} = 0$. Демак фақат сирт токи бўлиши мумкин.

9.1- расмдаги «1-2-3-4-1» контурни муҳокама қилиш орқали мазкур контур бўйлаб $\oint \vec{B} d\vec{l}$ ифодани топамиз. 1 ва 2 нукталар оралигидаги соҳада ўта ўтказгич сиртига паралел бўлган сирт токи оқади, яъни у $\oint \vec{B} d\vec{l} = H_0 l$ ифодани қаноатлантиради. Бу ерда l_{12} -соҳа узунлиги. 2 ва 3 ҳамда 1 ва 4 нукталар контурлари соҳаларининг улуши нолга тенг, чунки $\vec{B}$ катталикини ушбу соҳаларда интеграллаш йўллари ортогоналдир. Бунини эса симметриялик хусусиятидан келиб чиқиб исботлаш мумкин. 3 ва 4 нукталар контурлари соҳаларининг улуши ҳам нол, чунки ўта ўтказгичнинг ичида магнит майдони индукция киймати $\vec{B} = 0$ бўлади.



9.1-расм. Ташқи магнит майдонида жойлашган ўта ўтказгич сиртидаги сирт электр токи оқишини кўрсатувчи чизма

Шундай қилиб, $\oint \vec{B} d\vec{l} = H_0 l$ тенглик бажарилар экан. Аммо Максвелл тенгламасига асосан

$$\oint \vec{B} d\vec{l} = \frac{4\pi}{c} I,$$

бу ерда I ток 1-2-3-4-1 нукталар билан чегараланган контур сирти

перпендикуляр, яъни биз томондан ичкарига томон йўналишда сиртки ток оқади, унинг чизикли зичлиги куйидаги тенгламадан аниқланади:

$$H_0 I_{12} = \left(\frac{4\pi}{c} \right) j_{сирт} l_{12}$$

Бундан ўта ўтказгич сиртидаги сирт токи ва магнит майдони орасидаги куйидаги боғланиш келиб чиқади:

$$j_{сирт} = \frac{c}{4\pi} [n, H_0],$$

бу ерда n ўта ўтказгич сиртига ўтказилган ташқи нормал бирлик вектор.

Шундай қилиб, сиртки ток $j_{сирт}$ тўлалигича ўта ўтказгич сиртидаги магнит майдони, $\overline{H_0}$ билан аниқланар экан.

Бошқача қилиб айтганда, сиртки ток катта аниқлик билан ўз-ўзидан шундай бўладики, унинг хусусий магнит майдони ўта ўтказгич ичидан ташқи майдонга қарама-қарши йўналган, бу эса натижавий майдоннинг ўта-ўтказгич ичида мавжуд бўлмаслигини таъминлайди ($\overline{B} = 0$).

3. Ўта ўтказгичларнинг яна бир аниқ хоссасини эслаймиз, у ҳам бўлса бир боғламли ўта ўтказгич сиртидан ток фақат ташқи майдон бўлгандагина оқади. Ҳақиқатдан ҳам, агар сиртки тоқлар ташқи майдон олинганда ҳам сақланганда эди, улар ўта ўтказгичда ўзининг магнит майдонини ҳосил қилган бўлар эди, бу эса мумкин эмас. Бир боғламли жисм деганда шундай жисм тушуниладики, ушбу ҳолда ҳар қандай берк контур нуктага тортилганда жисм чегаралари кесиб ўтилмайди.

Масала:

Агар кўргошиндан тайёрланган намуна 4,2 К ҳароратда ва критик магнит майдонида жойлаштирилган бўлса, унинг сиртидаги 1 см йўлакдан қандай ток оқади?

Ечими:

Сирт ток зичлиги $j_{сирт} = \frac{c}{4\pi} [n, H_0]$ ифода билан аниқланади. H_0 магнит майдон кучланганлигини $H_\infty = H_\infty(0) \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right]$ формулага

мувофиқ 4,2 К ҳарорат учун критикка тенг деб олиш керак. Натижада ($\bar{n} - \bar{H}_0$ бўлса) $j_{\text{крит}} = 422 \frac{\text{А}}{\text{см}}$ га тенг қийматни оламиз.

10. МАССИВ МАТЕРИАЛ КРИТИК МАЙДОНИ (КРИТИК ТЕРМОДИНАМИК МАГНИТ МАЙДОН)

Биринчи тур ўта ўтказгичдан тайёрланган узун цилиндр бир жинсли бўйлама H_0 магнит майдонида жойлаштирилган бўлсин. Ташқи майдоннинг шу ўта ўтказгични нормал ҳолатга ўтказувчи $H_{\text{см}}$ критик магнит майдонининг қийматини топамиз.

Агар $H_0 < H_{\text{см}}$ бўлса, унда Мейсснер-Оксенфельд эффектини кузатиш мумкин, яъни $\vec{B} = 0$ ва цилиндрининг бирлик ҳажмидаги магнит моменти $\vec{M}$ қуйидаги ифода орқали аниқланади:

$$\vec{M} = -\frac{H_0}{4\pi} \quad (10.1)$$

Ташқи магнит майдон $\vec{H}_0$ ни $d\vec{H}_0$ қийматга ўзгартирсак, магнит майдони манбаи ўз навбатида ўта ўтказгич бирлик ҳажмида қуйидаги қийматдаги ишни бажаради:

$$- \vec{M} d\vec{H}_0 = \frac{H_0 dH_0}{4\pi} \quad (10.2)$$

Магнит майдонининг $0 \rightarrow H_0$ қийматларда ўзгаришида майдон манбаи қуйидаги ифода билан аниқланадиган ишни бажаради:

$$- \int_0^{H_0} \vec{M} d\vec{H}_0 = \frac{H_0^2}{8\pi} \quad (10.3)$$

Ушбу иш H_0 магнит майдонида жойлашган ўта ўтказгичнинг эркин энергиясида жамланган бўлади. Шундай қилиб, агар ўта ўтказгичнинг эркин энергия зичлиги магнит майдони бўлмаганда F_{s0} га тенг бўлса, магнит майдони бўлганда эса F_{SH} , яъни:

$$F_{SH} = F_{s0} + \frac{H_0^2}{8\pi} \text{ га тенг бўлади.} \quad (10.4)$$

Ўта ўтказгичнинг нормал ҳолатга ўтиши F_{SH} эркин энергия зичлиги нормал металл эркин энергияси зичлигига эришганидагина содир бўлади, яъни: $F_{SH} = F_n$ тенг бўлганида, бу эса $H_0 = H_{\text{см}}$ тенг бўлганда содир бўлади. Бу эса ўз навбатида

$$F_n = F_{s0} + \frac{H_{\text{см}}^2}{8\pi} \quad (10.5)$$

эканлигини билдиради.

Ушбу ифодадан шундай хулосага келса бўладики, массив ўта-ўтказгичнинг критик майдони ўта ўтказувчан ҳолат нормал ҳолатга нисбатан қанча энергетик афзал эканлигини кўрсатувчи катталиқдир. Яъни ўта ўтказувчан ҳолат эркин энергияси нормал ҳолат эркин энергиясидан қанча кичиклигини кўрсатади. Критик минит майдони кучланганлиги H_{cm} ни қўл ҳолларда критик термодинамик майдон ҳам дейишади.

11. ЎТА ЎТКАЗГИЧ ЭНТРОПИЯСИ

Термодинамиканинг биринчи қонунидан қуйидаги ифодани ёзиш мумкин:

$$\delta Q = \delta R + \delta U, \quad (11.1)$$

бу ерда δQ -қаралаётган жисм иссиқлик энергияси зичлигининг ўзгариши (орттирмаси); δR -ташқи жисмлар устида ушбу жисм билан ҳажмининг бажарган иши, δU -жисм ички энергиясининг ўзгариши.

Юқорида кўрганимиздек, эркин энергия зичлиги F бўлганда уни ушбу ифода орқали аниқлаш мумкин:

$$F = U - TS, \quad (11.2)$$

бу ерда T -жисмнинг ҳарорати, S -энтропия зичлиги. Унда эркин энергия зичлигининг ўзгариши,

$$\delta F = \delta U - T\delta S - S\delta T$$

бўлади. Қайтувчан жараёнлар учун $\delta Q = T\delta S$ тенглик қўйилганлиги учун қуйидаги тенгламаларни оламиз:

$$\delta U = T\delta S - \delta R, \quad (11.3)$$

$$\delta F = -\delta R - S\delta T. \quad (11.4)$$

ушбу тенгламалардан фойдаланиб, қуйидаги тенгламани оламиз:

$$S = -\left(\frac{\partial F}{\partial T}\right)_x. \quad (11.5)$$

Ушбу келтирилган ифодалардан фойдаланиб, ўта ўтказувчан ва нормал ҳолатларнинг солиштирма энтропиялар фарқини ҳисоблаш мумкин. Бунинг учун (10.5) формулани (11.5) ифодага қўямиз

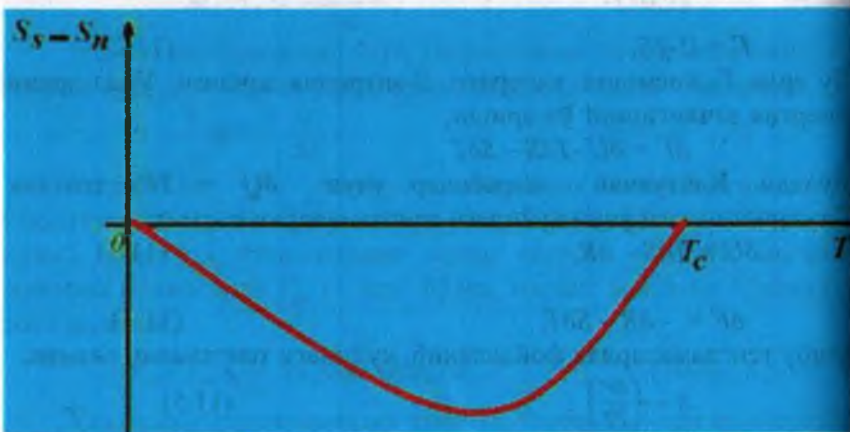
$$S_S - S_N = \frac{H_{cm}}{4\pi} \left(\frac{\partial H_{cm}}{\partial T} \right)_N. \quad (11.6)$$

(11.6) ифода муҳим физикавий хулосалар чиқариш имконини беради:

1. Нернст теоремасига асосан ҳарорат $T=0$ бўлганда, барча жисмлар энтропияси нолга тенг бўлади. Шунинг учун $\left(\frac{\partial H_{cm}}{\partial T} \right)_{T=0} = 0$. Бу эса $H_{cm}(T)$ функция билан аникланадиган эгри чизик $T=0$ бўлганда нолли ҳосилага эга бўлишини кўрсатади.

2. Тажрибалар шуни кўрсатдики, $H_{cm}(T)$ функционал боғланиш монотон кўринишда бўлиб, ҳароратнинг ўсиши билан критик магнит майдони камаяр экан, яъни $0 < T_c$ оралиғда $\frac{\partial H_{cm}}{\partial T} < 0$ тенгсизлик бажарилади. Ўз навбатида ушбу ҳароратлар оралиғида $S_S < S_N$ тенгсизлик бажарилади.

3. Ҳарорат $T=T_c$ бўлганда критик магнит майдон учун $H_{cm}=0$ тенглик бажарилади ва унда энтропия учун $S_S=S_N$ тенглик ҳам бажарилади. Схематик кўринишда энтропиялар фарқи S_S-S_N нинг ҳароратга боғланишининг кўриниши куйидагича бўлади.



11.1-расм. Энтропиялар фарқи S_S-S_N нинг ҳароратга боғланишини ифодаловчи чизма.

Булар асосида биз қуйидаги муҳим хулосаларни чиқаришимиз мумкин:

1. Модда учун ўта ўтказувчанлик ҳолати нормал ҳолатга нисбатан анча тартибланган бўлар экан, чунки унинг энтропияси кичик бўлади.

2. Ҳарорат $T = T_{cm}$ бўлганда бир ҳолатдан (ўта ўтказувчанлик ҳолатидан нормал ҳолатга ёки тескарис) иккинчи ҳолатга ўтиш ютилишсиз ёки яширинган яъни иссиқлик чиқармасдан содир бўлади, чунки $T = T_c$ бўлганда энтропия учун $S_s = S_n$ шарт бажарилади. Ўз навбатида бундай ҳарорат $T = T_c$ бўлгандаги ўтишлар иккинчи тур фазавий ўтишлардир. Кўпгина ўта ўтказувчан қотишма ва бирикмалар учун бир ҳолатдан бошқасига ўтишлар II –тур ўтишлар таркибига киради.

3. $T < T_c$ бўлганда ўта ўтказувчан ҳолатдан нормал ҳолатга ўтиш магнит майдони таъсирида содир бўлади. Чунки $S_s < S_n$, тенгсизлик бажарилганда яширинган иссиқлик ютилиши содир бўлади. Тескари ҳолатда эса, яъни нормал ҳолатдан ўта ўтказувчан ҳолатга ўтилганда яширинган иссиқлик ажралиб чиқади. Ўз навбатида $T < T_c$ да бўлгандаги магнит майдони таъсиридаги барча ўтишлар биринчи тур фазавий ўтишлар дейилади.

Ушбу ҳодисанинг ажойиблиги шундаки, термодинамиканинг бир неча формулалари ва фақат битта экспериментал $H_{cm}(T)$ боғланиш далили шунчалик фундаментал характердаги хулосалар чиқаришга имконият яратади!

Охир-оқибат нормал ҳолатга нисбатан ўта ўтказувчанлик ҳолати юқори даражадаги тартибланиш (кичик энтропия) билан характерланишини тушуниб етишда узок йўл ётишини, бу электронларнинг ўзини когерент, ўзаро келишилган ҳолда ютишидир деган хулосага келса бўлар экан.

12. ИССИҚЛИК СИҒИМИ

Моддаларнинг иссиқлик сиғимини $C = T \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)$ ифода ерлимида аниқлаш мумкинлиги сабабли, ўта ўтказувчан (C_s) ва

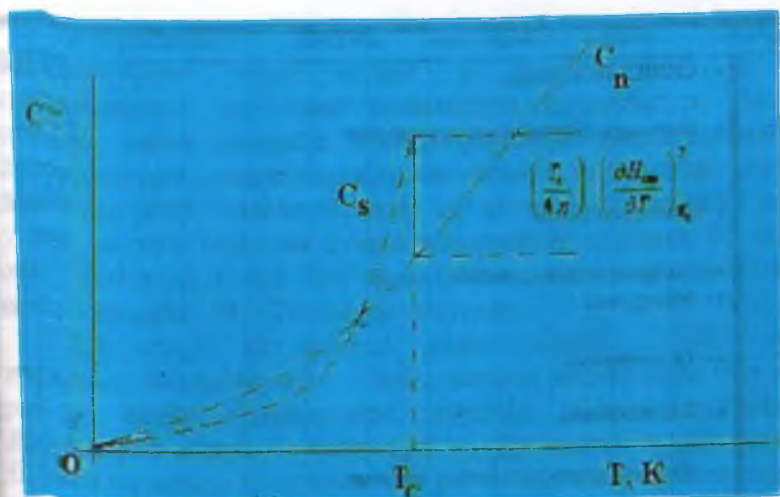
(C_n) нормал ҳолатлардаги моддаларнинг иссиқлик сиғимлар фарқини қуйидаги тенглама ёрдамида аниқлаш мумкин.

$$C_s - C_n = \left(\frac{T}{4\pi} \right) \cdot \left[\left(\frac{\partial H_{cm}}{\partial T} \right)^2 + H_{cm} \frac{\partial^2 H_{cm}}{\partial T^2} \right] \quad (12.1)$$

Ушбу ифодани олиш учун биз (11.6) тенгламани дифференциалладик. Ҳарорат $T=T_c$ бўлганда, магнит майдони кучланганлигининг критик қиймати $H_{cm}=0$ эканлигини эътиборга олсак (12.2) ифодага эга бўламиз.

$$C_s - C_n = \left(\frac{T_c}{4\pi} \right) \cdot \left(\frac{\partial H_{cm}}{\partial T} \right)_{T_c}^2 \quad (12.2)$$

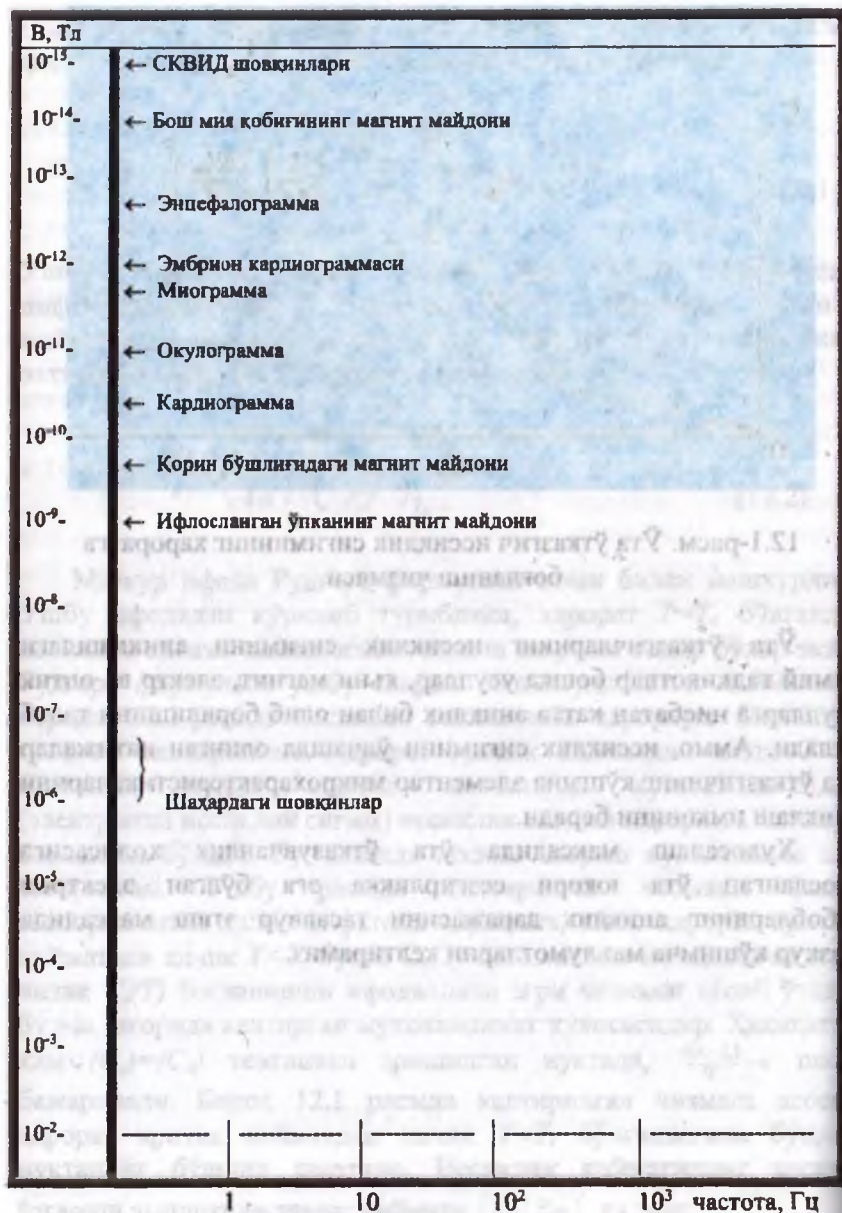
Мазкур ифода Рудгерс формуласи номи билан машҳурдир. Ушбу ифодадан кўриниб турибдики, ҳарорат $T=T_c$ бўлганда, иссиқлик сиғими қийматининг кескин сакраши содир бўлар экан. Рудгерс формуласи ушбу сакраш амплитудасининг қийматини беради. 12.1-расмда иссиқлик сиғимининг ҳароратга боғланиш графиги келтирилган. Ҳарорат критик қийматдан катта $T>T_c$ бўлганда, худди нормал металлларда кузатиладигандек (электронли иссиқлик сиғим) иссиқлик сиғими ҳароратга чизикли боғланган бўлади. Бу чизмада кескин сакраш кўринишида акс эттирилган. Ушбу расмда келтирилган чизмани фақат экспериментал далил сифатида қараймиз, аммо ҳарорат критик қийматдан кичик $T<T_c$ бўлса $C_n(T)$ боғланишни ифодаловчи эгри чизик $C_s(T)$ боғланишни ифодаловчи эгри чизикни кесиб ўтади, бу эса юқорида келтирган муҳокаманинг хулосасидир. Ҳақиқатан ҳам $(C_s)=(C_n)$ тенгликка эришилган нуктада, $\frac{\partial(S_s-S_n)}{\partial T} = 0$ шарт бажарилади. Бироқ 12.1 расмда келтирилган чизмага асосан ҳарорат критик қийматдан кичик $T<T_c$ бўлгандагина бундай нуктанинг бўлиши шартдир. Иссиқлик қийматининг кескин ўзгариш амплитудасининг қиймати $\left(\frac{T}{4\pi} \right) \cdot \left(\frac{\partial H_{cm}}{\partial T} \right)_{T_c}^2$ га тенг.



12.1-расм. Ўта ўтказгич иссиқлик сифимининг ҳароратга боғланиш чизмаси.

Ўта ўтказгичларнинг иссиқлик сифimini аниқлашдаги илмий тадқиқотлар бошқа усуллар, яъни магнит, электр ва оптик усулларга нисбатан катта аниқлик билан олиб борилишини талаб қилади. Аммо, иссиқлик сифimini ўлчашда олинган натижалар ўта ўтказгичнинг кўпгина элементар микрохарактеристикаларини аниқлаш имконини беради.

Хулосалаш мақсадида ўта ўтказувчанлик ҳодисасига асосланган ўта юқори сезгирликка эга бўлган электрон асбобларнинг аниқлик даражасини тасаввур этиш мақсадида мизкур қўшимча маълумотларни келтирамиз.



12.2-расмнинг пастки қисмида баъзи биологик майдонларнинг амплитудалари ва уларга мос келувчи частоталарнинг чегаравий қийматлари келтирилган. Асосий эътибор инсон танасида ҳосил бўладиган биологик магнит майдонларнинг амплитудаси ва частотасига қаратилган. Мазкур қийматлар ўзаро солиштирганда, энг кичик қайд этилиши керак бўлган магнит майдони кучланганлигининг қиймати бу инсон мияси қобиғида ҳосил бўлган майдон эканлиги намоён бўлади. Унинг қиймати -10^{-13} Тл дан ҳам кичикдир.

12.2-расмда келтирилган қийматлардан СКВИД нинг сезгирлиги биологик магнит майдонининг қийматидан бир неча даража юқори эканлигини кўрамиз. Биологик магнит майдонларни шаҳар шовқинлари ва Ер ҳосил қилган магнит майдони муҳитида қайд қилишни ўзи фанда катта муаммолардан биридир. Бу муаммони ҳал этишда экранлаш (тўсиш) ва компенсациялаш усулларида кенг фойдаланилади. Ушбу муаммони ечиш бўйича қатор тажрибалар дунёнинг кўпгина лабораторияларида олиб борилмоқда.

СКВИД ларнинг тузилиши, уларнинг ишлаш принциплари, уларда содир бўладиган физикавий жараёнлар муҳокамаси алоҳида эътиборни талаб қилади.

Физика фанининг ўта ўтказувчанлик, ўта оқувчанлик ва магнетизм соҳалари билан дунёнинг кўпгина таникли физик олимлари алоҳида эътибор билан шуғулланганлар. Мазкур олиб борилган илмий тадқиқот натижалари асосида жаҳоншумул кашфиётлар яратилди. Яратилган кашфиётлар ва уларнинг муаллифлари 12.1-жадвалда акс эттирилган. Кашфиёт муаллифлари эришган ютуқлари учун Нобель мукофоти билан таъкидландилар. 12.1-жадвалнинг охири сатрида келтирилган Нобель мукофоти лауреатлари В.Л.Гинзбург, А.А.Абрикосов ва А.Ж.Леггеттлар ўта ўтказувчанлик ва ўта оқувчанлик соҳасидаги ишлари учун Нобель мукофоти сазовор бўлдилар. Аммо шу ерда таъкидлаш жоизки ҳозирги кунгача металоксидларда ўта ўтказувчанлик ҳодисаси билан боғлиқ барча физикавий жараёнларни тушунтира оладиган ягона назария яратилиши очик қолмоқда.

Тақдирланган йил	Нобел мукофоти Лауриятининг номи	Нобел мукофотига сазовор бўлган ишнинг номи
1913 йил	Г. Камерлинг-Оннес	Суюқ гелий олгани ва паст хароратларда моддалар ҳоссаларини тадқиқ қилгани учун.
1962 йил	Л.Д. Ландау	Конденсирланган мухитлар назарияси ва асосан суюқ гелий устида утказган илк тадқиқотлари учун.
1970 йил	Л. Нель	Қаттиқ жисмларда кен қўлланиладиган антиферромагнетизм ва ферромагнетизм соҳасидаги ишлари учун.
1972 йил	Дж. Бардин Л. Купер Дж. Шриффер	Ўта ўтказувчанлик назариясини яратганликлари учун
1973 йил	А. Живер Б. Жозефсон Л. Эсаки	Қаттиқ жисмларда туннелланиш ҳодисаси билан боғлиқ бўлган ихтиролари учун.
1977 йил	Дж. Ван-Флек Ф. Андерсон	Магнетизм ва тартибсиз системалар соҳасида бажарган ишлари учун.
1978 йил	П.Л. Капица	Паст хароратлар соҳасида бажарган фундаментал тадқиқотлари ва яратган ихтиролари учун.
1987 йил	Г. Берднорс А. Мюллер	Юқори хароратли ўта ўтказувчанлик ҳодисасини тажрибада кузатганликлари учун.
2000 йил	Ж. Альфёров	Гетероструктуралли системаларда олиб борган тадқиқотлари учун.
2003 йил	В.Л. Гинзбург, А. Абрикосов, А.Ж. Леггетт	Ўта ўтказувчанлик ва ўта оқувчанлик соҳасидаги ишлари учун.
2007 йил	А.Ферт, П.Грюнберг	Гигант магнит қаршиликни кашф этганлиги учун

13. ЭРКИН ЭНЕРГИЯ

Ўта ўтказувчанликни ўрганишда тез-тез учраб турадиган термодинамик потенциалларнинг хоссаларига тўхталамиз. Ушбу потенциаллар ҳар қандай модданинг хоссаларини ҳисоблашларда фойдалидир⁴.

Агар жисм маълум ички магнит индукция B да ва ҳароратда ташқи магнит майдони H_0 да жойлаштирилган бўлса, унда термодинамик мувозанат минимумида $F = \int G dV$ эркин энергияга бўлади, бу ерда эркин энергия зичлиги (11.2) ифодадан аниқланган. Баъзи ҳолларда ушбу катталиқни Гельмгольцнинг эркин энергияси ҳам деб аташади. Кўпгина ҳисобларда бундай кўринишдаги потенциалдан фойдаланиш нокулайдир, чунки ташқи магнит майдонида жойлаштирилган жисм учун одатда ҳароратнинг ва ташқи магнит майдонининг доимий ўзгармаслик (доимийлик) шарти берилади.

Ушбу ҳолатда термодинамик мувозанат бошқача кўринишдаги термодинамик потенциал, яъни куйидаги ифодалар билан аниқланади. Бу эса Гиббс эркин энергияси минимумга эришганда содир бўлади.

$$F = \int G dV \quad (13.1)$$

$$G = F - \frac{BH_0}{4\pi} \quad (13.2)$$

Мисалалар:

1. Бир сантиметр куб кўрғошиннинг эркин энергияси у ўта ўтказувчан ҳолатга ўтганида қанчага камаяди? Мазкур ўтиш магнит майдонида ва ҳарорат 4,2 К бўлганда содир бўлади.

Ечими: Эркин энергиялар фарқи $F_0 - F_{s0} = \frac{H_0^2}{8\pi}$ формула билан аниқланади. Массив ўта ўтказувчан намунанинг критик магнит майдони H_{cm} нинг 4,2 К ҳароратдаги қийматини

⁴ Бу масала Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. муаллифлига «Электродинамика сплошных сред» ном билан Москва шаҳридаги «Наука» нашриётида 1972 йилда чоп этилган китобда кенг ёритилган.

$H_{\text{эм}} = H_{\text{эм}}(0) \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right]$ формула ёрдамида аниқлаш мумкин. $H_{\text{эм}}(0)$ катталикнинг жадвалдан олинган қиймати 803 ± 1 Эрстед эканлигидан фойдаланиб, $F_s - F_{s0} = 1,1 \cdot 10^4 \frac{\text{Эрг}}{\text{см}}$ қийматни оламиз.

2. Юқоридаги масала шартлари бажарилганда, бир сантиметр куб кўрғошиндан қанча иссиқлик ажралиб чиқади?

Ечими: Ажралиб чиқиши мумкин бўлган иссиқлик миқдори $Q = T(S_s - S_n)$ ифода билан аниқланадиган қийматга тенг.

$H_{\text{эм}} = H_{\text{эм}}(0) \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right]$ ва $S_s - S_n = \frac{H_{\text{эм}}}{4\pi} \left(\frac{\partial H_{\text{эм}}}{\partial T} \right)_n$ формулалардан фойдаланиб, $Q = 2,3 \cdot 10^4$ Эрг қийматни ҳисоблаб топамиз.

Изох: (11.6) формулада энтропиялар фарқи $\left(\frac{\partial H_{\text{эм}}}{\partial T} \right)$ катталик орқали ифодаланади. Берилган масала шароитида, яъни ташқи майдон чексизликка боғланган бўлгани учун ўта ўтказгич ташқи жисм устидан унинг ҳарорати ўзгарганда ҳеч қандай иш бажармайди. Ҳақиқатан ҳам, бундай ўта ўтказгич учун ташқи жисм устида бажариладиган ягона иш тури бу унинг ички ҳолати ўзгарганда электромагнит тўлқиннинг нурланишидир. Бироқ бунинг учун, Пойнтинг вектори интеграли $\left(\frac{c}{4\pi} \right) \cdot [\vec{E} \cdot \vec{H}]$ ўта ўтказгич сирти бўйича нолга тенг бўлмаслиги керак. Электр майдони $\vec{E}$ фақатгина индукция $\vec{B}$ ўзгаргандагина ҳосил бўлади. Аммо $\vec{B} = 0$ эканлиги учун магнит майдонидаги ўта ўтказгичнинг ҳарорати ўзгарганда нурланиш содир бўлмайди. Демак, $\left(\frac{\partial H_{\text{эм}}}{\partial T} \right)_n = \left(\frac{\partial H_{\text{эм}}}{\partial T} \right)_n$ тенглик шарти бажарилади ва (12.1) формуладан фойдаланиш мумкин.

3. Кўрғошиннинг нормал ва ўта ўтказувчан фазалардаги иссиқлик сиғими тенглашган ҳолдаги ҳарорати топилсин.

Ечими: Иссиқлик сиғимлар фарқини ифодаловчи энтропиялар фарқи $S_s - S_n = \frac{H_{\text{эм}}}{4\pi} \left(\frac{\partial H_{\text{эм}}}{\partial T} \right)_n$ формулани минимумда тадқиқ этиб, изланаётган ҳарорат $\frac{T}{T_c} = 4,16$ К га тенг эканлигини

4. Қалайнинг 3 К ҳароратдаги критик термодинамик магнит майдони топилсин. Жавоби: 108 Эрстед.

5. Критик ҳароратда бўлган кўрғошиннинг бирлик ҳажмидаги иссиқлик сигимининг сакраш амплитудаси топилсин.

Жавоби: $2,8 \cdot 10^4 \frac{\text{Эрс}}{\text{см}^3 \cdot \text{К}}$

14. ЎТА ЎТКАЗУВЧАНЛИК НАЗАРИЯСИНИНГ РИВОЖЛАНИШИ ҲАҚИДА

Ўта ўтказгичлар электродинамикасини ифодаловчи биринчи назария бу Лондонлар назариясидир (1935 й.). Ушбу феноменологик назарияда, яъни Максвелл тенгламаларига қўшимча равишда ўта ўтказгичдаги электромагнит майдон тенгламалари тақлиф этилди, мазкур назариядан ўта ўтказгичнинг асосий хоссалари, яъни абсолют диамагнитлик ва ўтгармас токка нисбатан қаршиликнинг нолга тенглиги келиб чиқар эди. Лекин ушбу назарияда ўта ўтказувчанликнинг электронлар даражасидаги микроскопик механизми нимадан иборат эканлиги тушунтирилмади, яъни Лондонлар тенгламасидан келиб чиқадиган ўта ўтказгичлар нима учун ўзини шундай тутади? - деган савол жавобсиз қолди.

Лондонлар назариясига асосан ўта ўтказгичдаги электронларни икки хил электронлар жамоасидан, яъни ўта ўтказувчан ва нормал электронлар йигиндисидан иборат деб қаради. Ўта ўтказувчан электронлар зичлиги n , ҳарорат ошиши билан камайишини ва $T = T_c$ бўлганда нолга тенг бўлиши ва тесқари ҳолат $T = 0$ бўлганда $n = n_s$ бўлиши тақлиф этлди. Бу ўта ўтказувчанликнинг 2 суюқликли модели сифатида тушунилади. Ўта ўтказувчан электронлар ҳосил қилган ток - қаршиликсиз ток. Шундан маълумки, ушбу ҳолда ўта ўтказгичда ўзгармас электр майдони бўлиши мумкин эмас экан, чунки акс ҳолда бу ўта ўтказувчан электронлар жамоасини чексиз тезлашишига олиб боради. Тесқариси, ўзгарувчан электр майдонида ҳам ўта ўтказувчан электронлар токи, ҳам нормал компонентлар бўлади. Шундан нормал ток одатдаги Ом қонунига бўйсунди. Реал ўта

параллел уланган кўринишда моделлаштирилиши мумкин. Идеал ўтказгич ушбу ҳолда индуктивликка эга бўлиши керак, бунинг ёрдамида эса ўта ўтказувчан электронларнинг инерциал хоссаларини моделлаштириш мумкин.

Лондонлар таклиф этган тенгламалар электрон суяқликдаги ўта ўтказувчан компонентани ўзгармас ва ўзгарувчан электромагнит майдонда қандай тутишини ифодалади. Улар ёрдамида ўта ўтказгичнинг кўпгина хоссалари тавсиф этилади. Аммо 40-йилларга келиб аниқ бўлдики, Лондонлар назарияси битта саволга тўғри жавоб бермас экан. Ушбу назариядан келиб чиқадики, нормал ва ўта ўтказувчан фазалар чегараларидаги энергия δ_n оралиқ ҳолат бўлганда ўта ўтказгичда маъфий бўлар экан. Бу эса ташқи магнит майдонида ўта ўтказгичнинг нормал ва ўта ўтказувчан фазалари, бўлиши мумкин бўлган кичик такрорланувчи тур қатламларга ажралиши мумкинлигига олиб келади, ушбу ҳолда ўта ўтказгич ичида бўлимлар чегаралари юзасининг йиғиндиси имкони борича катта бўлади, чунки унинг энергияси $\delta_n < 0$ дир. Ушбу ҳолат ҳатто ўқи магнит майдонига параллел жойлаштирилган узун цилиндр бўлганда ҳам содир бўлиши мумкин. Бу эса ўша пайтларда олинган тажриба натижаларига зид эди. Тажрибалар шуни кўрсатдики, қатламларга ажралиш фақат магнит сирпаниш фактори $\neq 0$ дан фарқли бўлган жисмларда яъни оралиқ ҳолатда содир бўлар экан, ушбу қатламлар ўлчами анчагина катта ~ 1 мм атрофида бўлар экан, бу эса фақатгина $\delta_n > 0$ бўлганда содир бўлади, ушбу ҳолат Лондонлар назариясида айтилганлар билан мос келмайди.

Мазкур карама-қаршилик Гинзбург-Ландау назарияси (ГЛ-назарияси) ёрдамида бартараф этилди, ушбу назария ҳам феноменологик назария эди, аммо унда квант ходисалар ҳисобга олинган эди. Квант жараёнларни эътиборга олиш зарурлигини кўриб чиқамиз. Ўта ўтказувчан электронларни ифодаловчи тўлқин функция ψ бўлсин. Унда ушбу функциянинг модуль квадрати (n , га пропорционал) нормал фазада нолга айланиши керак бўлсин ва ўта ўтказувчан фазада маълум бир мувозанат қийматга эришиш учун нормал ва ўта ўтказувчан (NS)-чегарада узлуксиз ошсин. Ўз навбатида чегарада ψ нинг градиенти пайдо бўлиши керак бипок $|\nabla\psi|^2$. катталиқ квант механикасида

матълумки, кинетик энергия зичлигига пропорционалдир. Ушбу шарт жараёнлар эътиборга олинганида, биз NS-чегарада шунинчача мусбат энергия жамланганлигини ҳам эътиборга олган бўламиз. Шундай қилиб, квант жараёнларни ҳисобга олиш, $\sigma_{ns} > 0$ тенгсизликни олиш имконини беради.

ГЛ назариясининг чуқур асосланиши кейинчалик кўрилади. Энди биз бутун ўта ўтказувчанлик фанида улкан аҳамиятга эга бўлган ГЛ назариясининг энг муҳим асосини кўриб чиқамиз.

Ўта ўтказувчанлик ходисасини ифодалаш учун квант механикаси қўлланилди. Ўта ўтказгичларнинг ўзини тутишини ва ундаги ўта ўтказувчан электронларни ҳолатини ифодалаш учун битта фазовий координатага эга бўлган $\psi(\vec{r})$ тўлқин функция киритилди (бу ерда шунини эслаш лозимки, металллардаги n та электронни тўлқин функцияси n та координат функциясидир $\Psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3, \dots, \vec{r}_n)$). Бу билан барча ўта ўтказувчан электронларнинг ўзаро мослашган ва ўзларини когерент тутиши эътиборга олинди. Ҳақиқатан битта электрон стационар ҳолати квант механикасида $\psi^{(p)}$ функция билан ифодаланади. Агар n_s та электрон ўзини бир хил тутса унда битта ўзгарувчига эга бўлган тўлқин функция уларни ифодалаш мумкин. Ушбу функция аниқланганда ўта ўтказувчанликнинг кўпгина квант ва макроскопик эффектларни ифодалаш имкони пайдо бўлади. ГЛ назарияси Ландаунинг иккинчи тур фазовий ўтишлари (Ландау назарияси) асосида бўлганлиги учун у фақатгина ўта ўтказгичнинг критик ҳарорати иқинидагина ўринли экан, яъни T_c учун $T \ll T_c$ тенгсизлик бажариладиган соҳа учун А.А.Абрикосов (1957 йил) ГЛ назариясини ўта ўтказувчан қотишмаларга қўллаб, иккинчи тур ўта ўтказгичлар назариясини яратди. Ўта ўтказгичлар учун ҳамма шарт ҳам $\delta_{ns} > 0$ бўлган шарт бажарила бербас экан, $\delta_{ns} > 0$ тенгсизлик бажариладиган ўта ўтказгичлар биринчи тур ўта-ўтказгичлар экан. Кўпгина қотишма ва кимёвий бирикмалар учун $\delta_{ns} < 0$ тенгсизлик бажарилади, булар эса иккинчи тур ўта ўтказгичлардир. Иккинчи тур ўта ўтказгичларда Мейсснер эффекти бажарилмас экан, ва магнит майдони иккинчи тур ўта ўтказгичлар ичига сингади, лекин ушбу сингиш ўзига хос бўлиб, квантланган уюрмали иплардек (макромасштабдаги квант эффект). Ўта ўтказувчанлик бундай моддаларда жуда катта

магнит майдонларда ҳам бўлиши мумкин. Лекин «ўта ўтказувчан» электронларнинг ўзларини тутишини тавсифловчи, на Лондонлар назарияси, на ГЛ. назарияси уларнинг ўзлари нима?-деган саволга жавоб бера олмади. Ўта ўтказувчанлик ҳодисаси кашф этилганига 46 йил бўлган бўлса ҳам ўта ўтказгичнинг ўзи нима деган савол, яъни микроскопик даражада ушбу ҳодисани тушунтира оладиган савол жавобсиз қолди.

Ниҳоят 1957 йилда Дж.Бардин, Л.Купер ва Дж.Шрифферларнинг (БКШ назарияси) ушбу саволга жавоб берадиган мақолалари чоп этилди. Мазкур масаланинг ечилиши учун Н.Н.Боголюбов (1958 йил) ҳам улкан ҳисса қўшди. У ишлаб чиққан математик усул ҳозирги кунда ҳам ўта ўтказувчанликни ўрганувчи олимлар томонидан кенг қўлланилмоқда. Ўта ўтказувчанликнинг микроскопик механизмини тушунишдаги ҳал қилувчи қадам Л.Купер (1956 йил) томонидан қўйилди. Унинг маъноси қуйидагича. Нормал металл асосий ҳолатда бўлсин, яъни ўзаро бир-бири билан таъсирлашмаётган электронларнинг барча ҳолатлари k -фазодаги Ферми сфераси ичида бўлсин, ушбу сферанинг ташқарисидаги барча ҳолатлар бўш бўлсин. Яна жуфт электронларни киритамиз ва уларни ($k\uparrow$) ва ($k\downarrow$) ячейкаларга (уяларга) жойлаштирмиз (стрелкаларнинг йўналиши электронларнинг спинларини йўналишини кўрсатади). Агар ушбу икки электрон маълум бир сабабларга кўра бир-бирига тортилса, унда ушбу тортилиш қанчалик кичик, яъни кучсиз бўлмасин, улар боғланган ҳолатни ҳосил қилар экан. Улар Купер жуфтлари дейилди.

БКШ назариясида, электрон-фонон ўзаро таъсирни ҳисобга олиш, маълум бир шароитларда электронлар орасидаги ўзаро тортишувни ҳосил бўлишига олиб келиши кўрсатилган. Натижада электронларнинг бир қисми Купер жуфтларини ҳосил қилади. Аммо бундай жуфтликлар спинларининг йиғиндисиз нолга бўлади, яъни нолли спинга эга бўлишади, бундай жуфтликларни бозе-заррачалар (яъни Бозе-Эйнштейн статистикасига бўйсунувчи заррачалар) деб қараш мумкин. Бундай заррачалар ажойиб бир хоссага эга бўлади. Агар системанинг ҳарорати маълум бир критикдан T_c паст бўлса улар энг пастки энергия сатҳда, асосий ҳолатда йиғилиши мумкин бўлар экан, бунда улар қанча кўп йиғилса v_{phv} заррачалардан биоррақсининг ушбу

ҳолатдан чикиб кетиши шунчалик қийинлашар экан, яъни Бозе-конденсацияси содир бўлади. Конденсатда бўлган барча заррачалар битта фазовий ўзгарувчига эга бўлган битта тўлқин функция орқали ифодаланади. Маълумки, бундай конденсатнинг оқими ўта оқувчанлик хоссасига эга, яъни диссипативсиз бўлиши керак. Ҳақиқатан ҳам, конденсатнинг бирор бир заррачасининг, металл кристалл панжарасининг дефектларида сочилиши осон бўлмайди. Бунинг учун унга конденсатнинг бошқа барча заррачалари томонидан ҳосил бўлган таъсир «қаршилиқни» енгиб ўтиш зарур.

Шундай қилиб, ўта ўтказувчанликни шундай тасаввур этсак бўлади: Ҳарорат $T < T_c$ критик қийматдан кичик бўлганда ўта ўтказгичда купер жуфтларидан иборат конденсат мавжуд бўлар экан. Ушбу конденсат эса ўта оқувчанлик хоссасига эга бўлар экан. Бу электр токининг ўта ўтказгичда купер жуфтлари ёрдамида қаршилиқсиз ўтишига, яъни токнинг элементар шунгулчилари $2e$ зарядга эга эканлигидан далолат беради.

Ўта ўтказувчанлик назариясининг кейинги ривожланиши Грин функцияси ёрдамида БКШнинг модулли масаласини ечиш усулини ишлаб чиққан Л.П.Горьковнинг (1958 йил) ишларида асосланган экди. Горьковнинг иши Гинзбург-Ландау-Абрикосов-Горьков назариясининг (ГЛАГ-назарияси номи билан машҳур) ишлаб чиқилиши билан ниҳоясига етди.

15. ЎТА ЎТКАЗГИЧЛАРНИНГ ЧИЗИҚЛИ ЭЛЕКТРОДИНАМИКАСИ

Ўта ўтказгичлар электр ва магнит майдонлари билан ўзаро таъсирлашганда содир бўладиган физикавий жараёнлар биринчи натижада яка-ука Фредрих ва Генри Лондонлар томонидан ўрганилди. Ушбу ўзаро таъсирни ойдинлаштириш мақсадида қуйидагича фикр юритамиз.

Масалан, ўта ўтказгич алоҳида электр ва магнит майдонларида жойлаштирилганда ундаги электр ва магнит майдонлари билан ўзаро таъсирлашганда ҳосил бўлган ток кучи билан маълум боғланиш борлиги аниқланди. Ушбу боғланишни

электронларнинг зичлигини n ҳарфи билан, ўта ўтказувчан электронларнинг зичлигини n_s ва нормал электронларнинг зичлигини n_n билан белгилаймиз. Унда ўта ўтказгичдаги умумий электронлар зичлигини қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$n = n_s + n_n. \quad (15.1)$$

Намунанинг ҳарорати 0 дан T_c гача ўзгарганда n , нинг қиймати n дан 0 гача ўзгаради. Мазкур физикавий ёндашиш ўта-ўтказувчанлик ҳодисасини тушунтиришдаги икки суюқликли моделни негизини ташкил этади.

Электр ва магнит майдонларининг кучланганликлари жуда кучсиз, яъни ўта-ўтказувчан электронларнинг зичлигига деярли таъсир этмайди ва ўта ўтказувчан электронларнинг зичлиги намунанинг бутун ҳажмида бир хил деб фараз этамиз. Унда, электр майдонида ҳаракатланаётган эркин электронлар учун ҳаракат тенгламаси қуйидаги кўринишда бўлади:

$$ma = eE. \quad (15.2)$$

Агар электронларнинг зичлигини эътиборга олсак:

$$nma = neE. \quad (15.3)$$

Намуна ўта ўтказувчан ҳолатда бўлганда, яъни $T < T_c$ ҳароратда:

$$n_s ma_s = n_s eE, \quad (15.4)$$

ёки

$$n_s m \frac{d\vartheta_s}{dt} = n_s eE, \quad (15.5)$$

Ушбу тенглама, электр майдонида жойлашган намунанинг бирлик ҳажмидаги ўта ўтказувчан электронларнинг ҳаракат тенгламасидир. Бу ерда: m -электроннинг массаси; e -электроннинг заряди; ϑ_s - ўта ўтказувчан электронларнинг тезлиги; a_s -ўта ўтказувчан электронларнинг тезланиши; E -электр майдонининг кучланганлиги.

Ўта ўтказгичда ҳосил бўлган ток-ўта токнинг зичлиги $j_s = n_s e \vartheta_s$ эканлигини эътиборга олсак,

$$\vartheta_s = \frac{j_s}{n_s e} \quad (15.6)$$

$$E = \frac{d(\lambda j_s)}{dt} \quad (15.7)$$

$$\lambda = \frac{m}{n_s e^2} \quad (15.8)$$

(15.7) тенглама Лондонларнинг 1-тенгламаси деб қабул қилинган. Ундан кўринадик, электр майдонининг кучланганлиги билан ўта ток орасида чизиқли боғланиш мавжуд экан.

Агар стационар ҳолат бўлса яъни, $\frac{dj_z}{dt} = 0$ бўлганда, ўта ўтказгичнинг электр майдон кучланганлиги нолга айланади.

Ўта ўтказувчан намуна магнит майдонида жойлаштирилганда ҳам, ўта ток билан магнит майдони кучланганлиги орасида боғланиш борлигини аниқлаш мумкин.

Берилган нуктадаги магнит майдони кучланганлигини $-H(r)$ билан белгилаймиз.

Ўта ўтказувчан намуна ҳажмидаги магнит майдони кучланганлиги ўзгаришини, яъни $-H(r)$ ни кўриб чиқамиз.

Ўта ток кинетик энергиясининг зичлиги:

$$W_{кин} = \frac{n_s m \vartheta_s^2}{2} \Rightarrow \frac{m j_s^2}{2 n_s e^2} \quad (15.9)$$

Магнит майдони кучланганлиги ва ток зичлиги орасидаги боғланишни ифодаловчи Максвелл тенгламаси:

$$rot H = \left(\frac{4\pi}{c} \right) j_s \quad (15.10)$$

ундан

$$j_s = \left(\frac{c}{4\pi} \right) rot H \quad (15.11)$$

(15.11) тенгликни (15.9) тенгламага қўямиз:

$$W_{кин} = \frac{m \left[\left(\frac{c}{4\pi} \right) rot H \right]^2}{2 n_s e^2}$$

бундан

$$\begin{aligned} W_{кин} &= \frac{m \left[\left(\frac{c}{4\pi} \right) rot H \right]^2}{2 n_s e^2} = \left(\frac{m c^2}{16 \pi^2 2 n_s e^2} \right) (rot H)^2 = \left(\frac{m c^2}{32 \pi^2 n_s e^2} \right) (rot H)^2 = \\ &= \left(\frac{m c^2}{4 \pi n_s e^2} \right) \left(\frac{1}{8 \pi} \right) (rot H)^2 \end{aligned}$$

ни оламиз. Бу ифодада:

$$\left(\frac{m c^2}{4 \pi n_s e^2} \right) = \lambda \quad (15.12)$$

Ушбу кўринишдаги белгилашни киритсак, унда қуйидаги тенглик ҳосил бўлади:

$$W_{\text{кин}} = \left(\frac{\lambda^2}{8\pi} \right) (rot H)^2 \quad (15.13)$$

Эркин энергия

Маълум бир жисм ташқи магнит майдони H_0 да жойлаштирилганда унинг ичида B магнит майдони индукцияси бўлиб, унда термодинамик тенглашув содир бўлади. Эркин энергия $\mathcal{F}$ минимумга эга бўлади.

$$\mathcal{F} = \int F dV. \quad (15.14и)$$

Эркин энергия зичлиги F эса қуйидагича аниқланади:

$$F = U - TS, \quad (15.15и)$$

Бу ерда U -система ички энергияси; T -ҳарорат; S -энтропия зичлиги.

Агар цилиндр шаклидаги ўта ўтказгични олиб, унинг кесим юзини магнит майдони куч чизиклари йўналишига перпендикуляр ҳолда жойлаштирсак, унда ўта ўтказгични нормал ҳолатга ўтказиш учун зарур бўлган H_c -критик магнит майдон кучланганлигини топиш мумкин.

$H_0 < H_c$ шарт бажарилганда Мейсснер эффекти кузатилади. Бу ҳолда ўта ўтказгичнинг ичидаги магнит майдон индукцияси нолга тенг бўлади, яъни магнит майдони ўта ўтказгичнинг ичига сингмайди.

Цилиндрнинг бирлик ҳажмидаги магнит момент қуйидаги ифода ёрдамида аниқланади:

$$M = \frac{H_0}{4\pi}. \quad (15.16и)$$

Агар ташқи магнит майдони H_0 , dH_0 -га ўзгарса, ўта ўтказгичнинг бирлик ҳажмида маълум қуйидаги қийматга тенг бўлган иш бажарилади:

$$MdH_0 = \frac{H_0 dH_0}{4\pi} \quad (15.17и)$$

Магнит майдони 0 дан H_0 гача ўзгарса унинг бажарган иш қуйидаги тенгламага тенг бўлади:

Ушбу аниқланган иш H_0 магнит майдондаги ўта ўтказгичнинг эркин энергиясида йиғилган бўлади.

Агар ўта ўтказгичнинг эркин энергия зичлиги магнит майдони бўлмаганда F_{s0} , бўлса, магнит майдонида эса қуйидагига тенг бўлади:

$$F_{SH} = F_{s0} + \frac{H_0^2}{8\pi} \quad (15.18и)$$

Ўта ўтказгич нормал ҳолатга ўтиши учун унинг эркин энергияси $F_{SH} = F_n$ бўлиши керак.

$$H_0 = H_c \text{ бўлганда, } F_n - F_{s0} + \frac{H_c^2}{8\pi} \quad (15.19и)$$

Бу сирдаги H_c -параметрга критик термодинамик майдон ҳам дейилади.

Магнит энергия зичлигини (15.19и), ўта ток кинетик энергиясини (15.13) ва магнит майдони энергиясини эътиборга олсик ((15.14и) ва (15.18и) ифодалар), унда ўта ўтказгичнинг тула энергияси қуйидаги тенглама ёрдамида аниқланади:

$$\mathcal{E}_{SH} = \mathcal{E}_{s0} + \frac{1}{8\pi} \int [H^2 + \lambda^2 (\text{rot}H)^2] dV. \quad (15.20и)$$

(15.20) ифодадаги интеграллаш ўта ўтказгичнинг бутун ҳажми бўйича олиб борилади.

Системада термодинамик мувозанат содир бўлиши учун эркин энергия минимумга эга бўлиши керак.

Бунинг учун $H(r)$ га кичик вариация $\delta H(r)$ берамиз. Бу эса ўз наивбатига $\mathcal{E}_{SH}$ ни $\delta \mathcal{E}_{SH}$ қийматга ўзгаришига олиб келади.

$$\delta \mathcal{E}_{SH} = \frac{1}{8\pi} \int (2H\delta H + 2\lambda^2 \text{rot}H \text{rot}\delta H) dV. \quad (15.21и)$$

$\delta \mathcal{E}_{SH}$ қуйидаги ҳолда минимумга эга бўлади.

$$\delta \mathcal{E}_{SH} = 0. \quad (15.22и)$$

Агар қуйидаги (15.23) айниятдан фойдалансак, (15.21) ва (15.22) тенгламаларнинг кўриниши ўзгариб (15.24) тенгламага келади.

$$\text{arot}b = \text{brot}a - \text{div}[ab], \quad (15.23и)$$

$$\int [H + \lambda^2 (\text{rot}H)] \delta H dV - \int \text{div}[\text{rot}H, \delta H] dV = 0, \quad (15.24и)$$

Бу сирда $-\int \text{div}[\text{rot}H, \delta H] dV = 0$.

Интеграллаш ўта ўтказгичнинг сирти бўйича олиб берамиз.

Ўта ўтказгичнинг сиртидаги магнит майдон, яъни ташқи магнит майдон $\delta H(r) = 0$ бўлади, унда куйидаги ифодани оламиз:

$$\int [H + \lambda^2 (\text{rot rot } H)] \delta H dV = 0, \quad (15.25)$$

ушбу тенглик бажарилиши учун куйидаги шарт амалга ошиши керак:

$$H + \lambda^2 \text{rot rot } H = 0. \quad (15.26)$$

Мазкур ифода Лондонларнинг иккинчи тенгламаси дейилади.

Агар $H = \text{rot } A$ шартдан фойдалансак, (15.27) ифодага эга бўламиз.

$$j_s = -\left(\frac{c}{4\pi\lambda^2}\right) A. \quad (15.27)$$

(15.26) тенгламадан (15.27) тенгламага ўтиш, потенциал векторини Лондонлар ўтказган колибровкадан фойдаланганда содир бўлади.

$$\text{div } A = 0. \quad (15.28)$$

$$A \cdot \vec{n} = 0. \quad (15.29)$$

A -магнит майдон бажарган ишга пропорционал бўлган вектор потенциали; n -ўта ўтказгич сиртига ўтказилган нормал вектор (15.28) ва (15.27) ифодалар узлуксиз, ўта ток ва унинг манбаи йўқлигини ифодалайдилар. (15.29) ифода эса ўта токнинг ўта ўтказгич сиртидан окмаслигини кўрсатади. (15.8) ва (15.10) тенгламалардан фойдаланиб, (15.27) ифодани куйидагича ёзиш мумкин:

$$j_s = -\left(\frac{c}{\Lambda}\right) A. \quad (15.30)$$

$$\Lambda = \frac{4\pi\lambda^2}{c^2}. \quad (15.31)$$

(15.30) ифодани ҳам Лондонларнинг бошқача кўринишдаги 2-тенгламаси деса бўлади.

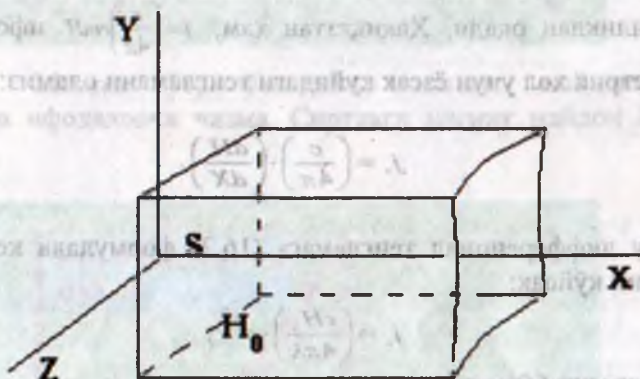
Олинган натижалардан шундай хулосага келсак бўладик, ўта ўтказгич электр ва магнит майдонида жойлаштирилганда ундаги ўта ток зичлиги билан ташқи майдонлар орасидаги чизиқли боғланиш мавжуд экан.

16. МАГНИТ МАЙДОНИНИНГ СИНГИШ ЧУҚУРЛИГИ

Лондонлар олган тенгламалардан фойдаланиб магнит майдонининг ўта ўтказгичга қандай қонуният асосида сингишини кўриб чиқамиз.

Фазода $X > 0$ бўлган муҳитда яъни ўта ўтказгич сирти $X=0$ текисликка тўғри келадиган шароитда Z ўқи бўйича H_0 магнит майдони йўналган бўлсин (16.1-расмга қаранг). Мазкур масалани ечишда $\text{rot rot } H = -\nabla^2 H$ бўлганлигини ва масала симметрия шароитида эканлигини эътиборга олиб, (15.26) тенгламадан фойдаланган ҳолда қуйидаги ифодани оламиз:

$$\left(\frac{d^2 H}{dX^2}\right) - \frac{1}{\lambda^2} H = 0. \quad (16.1)$$



16.1-расм. Магнит майдонида жойлашган ўта ўтказгичнинг ($X > 0$ фазодаги) декарт координаталар системасидаги тасвири.

Ушбу тенгламани ечишдаги чегаравий шартлар қуйидагилар:

$$H(0) = H_0;$$

$$H(\infty) = 0.$$

(16.1) тенгламанинг ечимини қуйидаги кўринишда излаймиз:

$$H = H_0 e^{-\lambda X}. \quad (16.2)$$

Ушбу ечим (16.1) тенгламани қаноатлантиради. H_0 -ўта ўтказгич

Мазкур олинган ечимдан шундай хулосага келса бўладики, магнит майдони ўта ўтказгичнинг ичига сингиши фақат маълум чуқурликкача содир бўлар экан. Магнит майдони кучланганлигининг ўта ўтказгичга сингиш жараёнида e (2,715...) марта камайишини ифодаловчи катталикини кўрсатувчи белги λ бўлиб, ҳар қайси модда учун ўзига хос қийматларга эгадир. λ - магнит майдонининг Лондон сингиш чуқурлиги ҳам деб юритилади. Унинг қиймати қуйидаги формула орқали топилади:

$$\lambda = \left(\frac{mc^2}{4\pi e^2} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (16.3)$$

Мейсснер эффекти кузатилганда ҳам магнит майдони худди шундай чуқурликкача сингади, яъни ўта ток фақат шундай қалинликдан оқади. Ҳақиқаттан ҳам, $j = \left(\frac{c}{4\pi} \right) \text{rot} H$ ифодани ясси геометрик ҳол учун ёзсак қуйидаги тенгламани оламиз:

$$j_s = \left(\frac{c}{4\pi} \right) \cdot \left(\frac{dH}{dX} \right). \quad (16.4)$$

Ушбу дифференциал тенгламага (16.2) формулада келтирилган ечимни қўйсак:

$$j_s = \left(\frac{cH_e}{4\pi\lambda} \right) \cdot e^{-\frac{x}{\lambda}}, \quad (16.5)$$

ифодага эга бўламиз.

Магнит майдонининг ўта ўтказгичга сингиш чуқурлиги λ ни қуйидаги ифодага бўйсунган ҳолда ўта ўтказувчан электронларнинг ҳароратига боглиқдир:

$$\lambda(T) = \frac{\lambda(0)}{\left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^4 \right]}. \quad (16.6)$$

(16.6) тенгламани чизма орқали ифодалаганда 16.3-расмда келтирилган графикка эга бўламиз. Чизмадан кўриниб турибдики, ҳарорат ошган сари лондон сингиш чуқурлиги ҳам

орта боради ва ҳарорат критик қийматга эришганда у максимал қийматга эга бўлади.



16.2-расм. Массив ўта ўтказгичга магнит майдонининг сингишини ифодаловчи чизма. Сиртдаги магнит майдон H_0 га тенг.



16.3-расм. Магнит майдонининг сингиш чуқурлиги λ нинг ҳароратга боғланишини ифодаловчи чизма.

Баъзи бир ўта ўтказгичларда магнит майдони сингиш чуқурлигининг қийматлари 16.1-жадвалда акс эттирилган.

16.1-жадвал

Ўта ўт- казгич	Al	Gd	Hg	In	Nb	Pb	Sn	Tl	NbN
$\lambda(0), \text{Å}$	500	1300	380-450 анизотроп	640	470	390	510	920	2500

Ушбу жадвалдан кўриниб турибдики, λ нинг энг кичик қиймати кўргошин учун, энг каттаси эса нитрид ниобий бирикмаси учун экан. Мисол сифатида сингиш чуқурлиги билан боғлиқ бўлган қуйидаги масалани кўриб чиқамиз.

Масала: Ўта ўтказгичдаги электронлар концентрацияси $n_e = 10^{20} \text{ см}^{-3}$ тенг бўлгандаги ва ҳарорат $T = 0$ бўлган ҳол учун лондон сингиш чуқурлигини аниқланг.

$m \approx 10^{-27} \text{ гр}$; $c \approx 3 \cdot 10^{10} \text{ см/с}$; $e = 4,8 \cdot 10^{10} \text{ абс.бирлик}$.

Жавоби: $\lambda(0) \approx 2500 \text{ Å}$.

17. ЎТА ЎТКАЗУВЧАН КВАНТ ИНТЕРФЕРОМЕТРЛАР

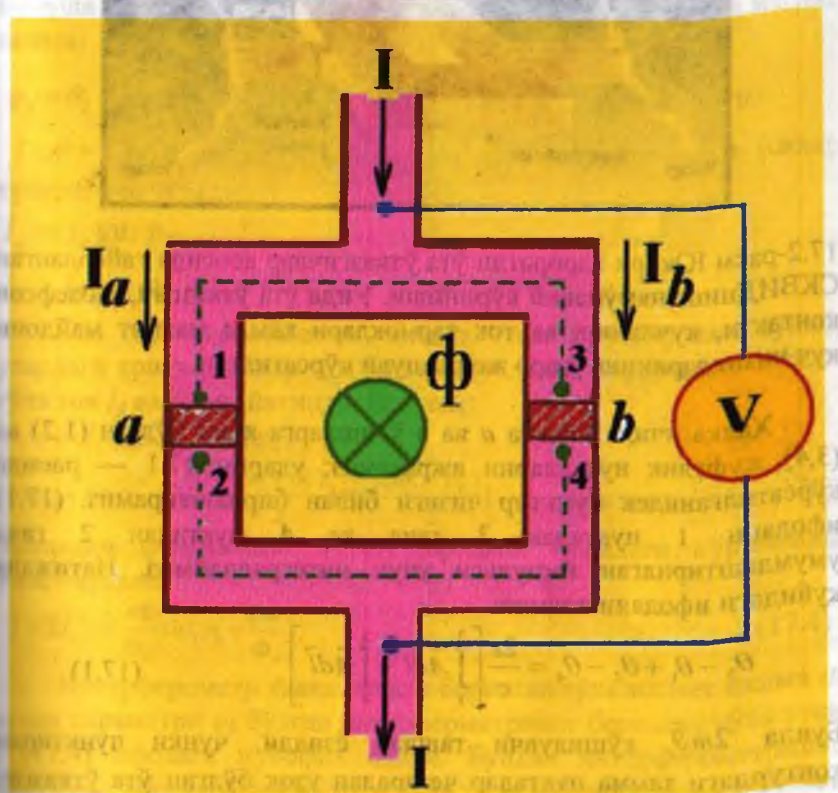
Биз мазкур параграфда ўта ўтказувчан квант интерферометрларининг асосий ишлаш принциплари билан танишамиз.

Ушбу содда конструкцияга эга бўлган ўта ўтказувчан қурилмалар паст ҳароратлардаги ўлчовларда янги истиқболларни намоён қилди. Улар ёрдамида сезгирлиги 10^{-11} Гс бўлган магнитометрлар, сезгирлиги 10^{-15} В бўлган вольтметрлар ва бошқа ўта юқори сезгирликка эга бўлган асбоблар тайёрлаш мумкин бўлди. Ҳеч шубҳа йўқки, яқин келажакда бундай қурилмаларнинг қўлланилиш соҳалари янада кенгайди.

Сквидлар икки хил типда бўлади - икки контактли сквид ёки ўзгармас токдаги сквид ва бир контактли сквид ёки юқори частотали сквид.

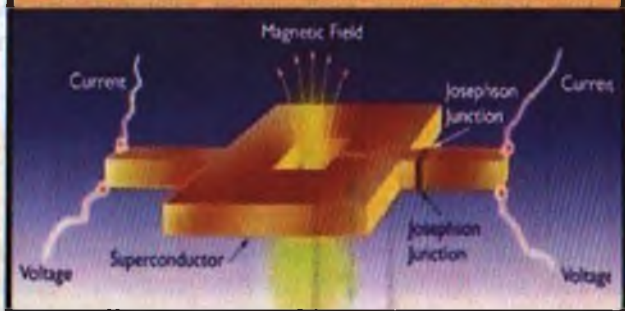
Икки контактли сквид ҳақида сўз кетганда бундай қурилмаларга оддий иккита Жозефсон ўтишларининг параллел

улангани киритилган. Уланиш массив ўта-ўтказгичлар ёрдамида амалга оширилади, унда a ва b Жозефсон ўтишлари биргаликда берк контур (ҳалқа) ичида жойлашган бўлади. Биз ушбу интерферометр ҳалқа ичида жойлашган қурилмадаги максимал диссипативсиз ток (I_{max}) тўла магнит оқими қийматига (Φ) қандай боғланишда бўлишини қўриб чиқамиз.



17.1-расм. Иккита параллел уланган ўта ўтказувчан Жозефсон ўтиш a ва b – ўта ўтказувчан интерферометр. СКВИД ковагига матнум магнит оқими Φ_c киритилган.

A SQUID (Superconducting QUantum Interference Device) is the most sensitive type of detector known to science. Consisting of a superconducting loop with two Josephson junctions, SQUIDs are used to measure magnetic fields.



17.2-рasm Юкори хароратли ўта ўтказгичлар асосида тайёрланган СКВИДнинг намунавий кўриниши. Унда ўта ўтказгич, Жозефсон контакти, кучланиш ва ток тармоклари ҳамда магнит майдони куч чизикларининг ўзаро жойлашуви кўрсатилган.

Халқа ичида иккита a ва b ўтишларга яқин бўлган (1,2) ва (3,4) жуфтлик нуқталарни ажратамиз; уларни 17.1 — расмда кўрсатилганидек пунктир чизиги билан бирлаштирамиз. (17.1) ифодани 1 нуқтадан 3 гача ва 4 нуқтадан 2 гача умумлаштирилган импульси учун интеграллаймиз. Натижада қуйидаги ифодани оламиз:

$$\theta_3 - \theta_1 + \theta_2 - \theta_4 = \frac{2e}{c} \left[\int_1^3 \vec{A} d\vec{l} + \int_4^2 \vec{A} d\vec{l} \right]. \quad (17.1)$$

Бунда $2m\vec{\vartheta}$, қўшилувчи ташлаб ёзилди, чунки пунктирли контурдаги ҳамма нуқталар чегарадан узок бўлган ўта ўтказгич соҳасидан ўтади. У ерда ўта ток йўк ва $\vec{\vartheta} = 0$ бўлади, 1 ва 2 ҳамда 3 ва 4 нуқталар орасидаги масофалар пунктирли контур узунлигидан кичик бўлганлиги сабабли, вектор потенциал $\vec{A}$ эса Жозефсон ўтишлари яқинида хусусиятларга эга бўлмаганлиги учун (17.1) ифоданинг ўнг қисмини 3 — 4 ва 2—1 бўлақлар интеграллари билан яна тўлдириш мумкин. Натижада қуйидагини оламиз.

$$\varphi_a - \varphi_b = \frac{2e}{\hbar} \int \vec{A} \cdot d\vec{l},$$

яъни

$$\varphi_a - \varphi_b = \frac{2\pi\Phi}{\Phi_0}, \quad (17.2)$$

бу ерда Φ — интерферометр халқаси ўз ичига олган тўла магнит оқими,

$\varphi_a = \theta_2 - \theta_1$, $\varphi_b = \theta_4 - \theta_3$, $\Phi_0 = \frac{\pi\hbar}{c}$ — магнит оқими кванти.

$I_c(\varphi) = I_c \sin \varphi$ ифодага асосан, a ва b лар ўтишдаги тоқлар куйидагича бўлади:

$$I_a = I_c \sin \varphi_a,$$

$$I_b = I_c \sin \varphi_b.$$

Биз тасаввур этамизки, иккала ўтиш ҳам бир хил бўлиб, улардаги критик тоқлар ҳам бир хил, унда интерферометр орқали тўла ток I_a ва I_b лар йиғиндисига тенг:

$$I = I_c (\sin \varphi_a + \sin \varphi_b), \quad (17.3)$$

$\sin \varphi_a + \sin \varphi_b = 2 \sin \left[\frac{(\varphi_a + \varphi_b)}{2} \right] \cos \left[\frac{(\varphi_a - \varphi_b)}{2} \right]$ эканлиги ва (17.2) ифодадан фойдаланиб, (17.3) ифодани куйидаги кўринишда ўзгартирамиз:

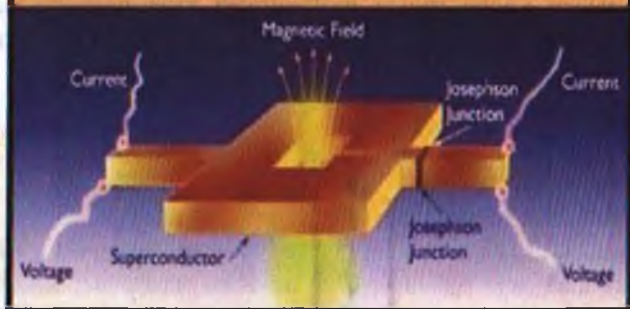
$$I = 2I_c \cos \frac{\pi\Phi}{\Phi_0} \sin \left(\varphi_0 + \frac{\pi\Phi}{\Phi_0} \right). \quad (17.4)$$

Интерферометр халқа орқали берилган тўла магнит оқими Φ ягона параметри φ_0 бўлган интерферометрнинг берилган тўла токи I (17.4) ифодага мувофиқ оқади. Бундан интерферометрнинг максимал диссипативсиз токи куйидагича кўринишдаги ифодага тенг бўлади:

$$I_{\max} = 2I_c \left| \cos \left(\frac{\pi\Phi}{\Phi_0} \right) \right|. \quad (17.5)$$

Мазкур $I_{\max}$ катталикини Φ параметрга боғланиши 17.3-расмда келтирилган.

A SQUID (Superconducting QUantum Interference Device) is the most sensitive type of detector known to science. Consisting of a superconducting loop with two Josephson junctions, SQUIDs are used to measure magnetic fields.



17.2-рasm Юкори хароратли ўта ўтказгичлар асосида тайёрланган СКВИДнинг намунавий кўриниши. Унда ўта ўтказгич, Жозефсон контакти, кучланиш ва ток тармоқлари ҳамда магнит майдони куч чизикларининг ўзаро жойлашуви кўрсатилган.

Халка ичида иккита a ва b ўтишларга якин бўлган (1,2) ва (3,4) жуфтлик нуқталарни ажратамиз; уларни 17.1 — расмда кўрсатилганидек пунктир чизиги билан бирлаштирамиз. (17.1) ифодани 1 нуқтадан 3 гача ва 4 нуқтадан 2 гача умумлаштирилган импульси учун интеграллаймиз. Натижада куйидаги ифодани оламиз:

$$\theta_3 - \theta_1 + \theta_2 - \theta_4 = \frac{2e}{c} \left[\int_1^3 \vec{A} d\vec{l} + \int_4^2 \vec{A} d\vec{l} \right]. \quad (17.1)$$

Бунда $2m\vec{\vartheta}$, қўшилувчи ташлаб ёзилди, чунки пунктирли контурдаги ҳамма нуқталар чегарадан узок бўлган ўта ўтказгич соҳасидан ўтади. У ерда ўта ток йўқ ва $\vec{\vartheta} = 0$ бўлади, 1 ва 2 ҳамда 3 ва 4 нуқталар орасидаги масофалар пунктирли контур узунлигидан кичик бўлганлиги сабабли, вектор потенциал $\vec{A}$ эса Жозефсон ўтишлари яқинида хусусиятларга эга бўлмаганлиги учун (17.1) ифоданинг ўнг қисмини 3 — 4 ва 2—1 бўлақлар интеграллари билан яна тўлдириш мумкин. Натижада куйидагини оламиз.

$$\varphi_a - \varphi_b = \frac{2e}{h} \int \vec{A} \cdot d\vec{l},$$

яъни

$$\varphi_a - \varphi_b = \frac{2\pi\Phi}{\Phi_0}, \quad (17.2)$$

бу ерда Φ — интерферометр ҳалқаси ўз ичига олган тўла магнит оқими,

$\varphi_a = \theta_2 - \theta_1$, $\varphi_b = \theta_4 - \theta_3$, $\Phi_0 = \frac{hc}{e}$ — магнит оқими кванти.

$I_c(\varphi) = I_c \sin \varphi$ ифодага асосан, a ва b лар ўтишдаги тоқлар куйидагича бўлади:

$$I_a = I_c \sin \varphi_a,$$

$$I_b = I_c \sin \varphi_b.$$

Биз тасаввур этамизки, иккала ўтиш ҳам бир хил бўлиб, улардаги критик тоқлар ҳам бир хил, унда интерферометр орқали тўла ток I_a ва I_b лар йигиндисига тенг:

$$I = I_c (\sin \varphi_a + \sin \varphi_b), \quad (17.3)$$

$$\sin \varphi_a + \sin \varphi_b = 2 \sin \left[\frac{(\varphi_a + \varphi_b)}{2} \right] \cos \left[\frac{(\varphi_a - \varphi_b)}{2} \right] \quad \text{эканлиги ва (17.2)}$$

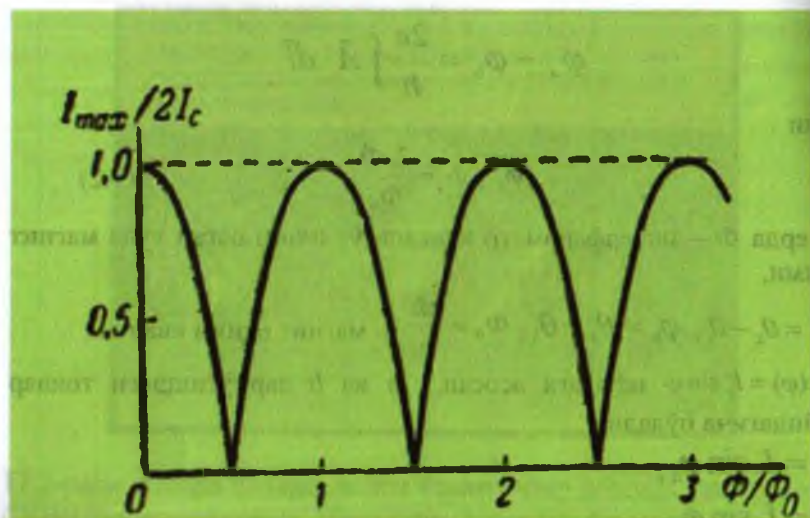
ифодадан фойдаланиб, (17.3) ифодани куйидаги кўринишда ўзгартирамиз:

$$I = 2I_c \cos \frac{\pi\Phi}{\Phi_0} \sin \left(\varphi_b + \frac{\pi\Phi}{\Phi_0} \right). \quad (17.4)$$

Интерферометр ҳалқа орқали берилган тўла магнит оқими Φ ягона параметри φ_b бўлган интерферометрнинг берилган тўла токи I (17.4) ифодага мувофиқ оқади. Бундан интерферометрнинг максимал диссипативсиз токи куйидагича кўринишдаги ифодага тенг бўлади:

$$I_{\max} = 2I_c \left| \cos \left(\frac{\pi\Phi}{\Phi_0} \right) \right|. \quad (17.5)$$

Мазкур $I_{\max}$ катталикнинг Φ параметрга боғланиши 17.3-расмда келтирилган.

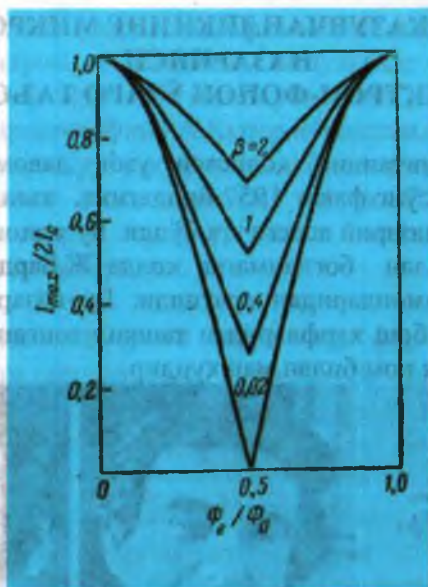


17.3-расм. Икки контактли интерферометрдаги максимал токнинг унинг ҳалқасидаги тўла магнит оқимиға боғлианиши.

Чизмадан кўриниб турибдики, ташки ток I га нисбатан энг турғун ҳолат бу қачонки интерферометр орқали тўла магнит оқим Φ_0 - оқимнинг квантлари бутун сонға тенг бўлса, қачон Φ ярим сонларға тенг бўлса, бу ўта ўтказувчан ҳолатни турғун бўлмаслигига олиб келади, яъни интерферометрға жуда кичик ток I қўйилганда асбоб резистив ҳолатға ўтади ва вольтметр интерферометрдаги кучланишни сезади. Φ - интерферометрдаги тўла ток, ғалтак ҳосил қилган оқим эса Φ_c улар қуйидагича боғланган:

$$\Phi = \Phi_c - L \cdot I_3,$$

бу ерда L —интерферометр ҳалқанинг корриктивлиги, I_3 — интерферометрдан оқаётган экранловчи ток. Интерферометрнинг критик токи Φ_c / Φ_0 нисбатға даврий боғланган. Ушбу боғланиш 17.3 расмда келтирилган.



17.3-расм. Икки контактли сквид критик токининг $\beta = \frac{2\pi I_c}{\Phi_0}$ катталигининг турли қийматларига ташқи магнит майдони оқими боғланиши.

Икки контактли сквид ниҳоятда юқори сезгирликка эга бўлган асбоб сифатида, яъни кузатилаётган катталик ўзгаришини магнит оқими ўзгаришига айлантириш хусусиятига эга бўлганлиги сабабли кўпгина жойларда фойдаланилиши мумкин.

Агар ўлчов вақти 1 секунддан кичик бўлса, унда назарий ҳисоб-китобларга асосан сезгирлик чегараси Жозефсон ўтиши билан аниқланадиган қиймат, яъни бир неча $10^{-5}\Phi_0$ бирликка тенг бўлади. Бу эса, 10^{-10} - 10^{-11} Гаусс тартибдаги магнит майдони ўзгаришини сезиш имкониятини пайдо бўлишини кўрсатади. Солиштириш мақсадида Ернинг магнит майдони қиймати 0,5 Гаусс атрофида эканлигини келтирамиз.

18. ЎТА ЎТКАЗУВЧАНЛИКНИНГ МИКРОСКОПИК НАЗАРИЯСИ ЭЛЕКТРОН-ФОНОН ЎЗАРО ТАЪСИР

Ўта ўтказувчанлик ходисаси узок давом этган илмий изланишлардан сўнг факат 1957 йилдагина, яъни яратилганидан 46 йилдан сўнг назарий асосга эга бўлди. Бу жаҳоншумул назария бир бирлари билан боғланмаган ҳолда Ж.Бардин, В.Купер ва Ж.Шриффер⁵ тамонларидан яратилди. Бу назария муаллифлар фамилиясининг бош ҳарфларидан ташкил топган қисқача "БКШ назарияси" деган ном билан машхурдир.



Дж.Бардин



Л.Купер



Дж.Шриффер

Маълумки, электр токи оқимининг ҳосил бўлиши ўтказувчан электронларнинг тартибли ҳаракати туфайли содир бўлади. Ушбу механизм ўта ўтказгичларнинг ўтказувчанлигини тушунтиришда ҳам қўл келади. БКШ назариясида эса электр токининг оқими ўтказувчан электронларнинг иккита-иккитадан бўлиб жуфтлашган ҳолдаги ҳаракатига асосланган. Жуфтлашган электронларнинг кристалл панжара тебраниш тўлқинлари

⁵ 1957 йилда америкалик уч олим (John Bardeen, Leon Cooper, John Schrieffer) биринчи бўлиб, илм аҳли томонидан ўта ўтказувчанлик назарияси, яъни «БКШ назарияси» қабул қилинган тўлақонли мақолани эълон қилишди.

Ж.Бардин, Л.Купер ва Ж.Шриффер ўтаўтказувчанлик ходисасини Купер жуфтлари орқали тушунтира оладиган назария яратганликлари учун 1972 йилдаги физика соҳасида Нобель мукофотилан тақдирландилар.

(фононлар) билан ўзаро таъсирлашиши натижасида содир бўлади. Бу электрон жуфтларнинг импульслар йиғиндиси нолга тенг. Электронлар жуфтлашганда уларнинг умумий энергияси мамойишини биринчи бўлиб А.Купер кўрсатган. Шунинг учун бу электрон жуфтлар Купер жуфтлари деб ҳам аталади.

Назариётчилар олдида нақадар мураккаб муммони ечиш турганлигини аниқроқ тасаввур этиш мақсадида куйидаги баҳолашни келтириш мумкин.

Маълумки, 1 см^3 ҳажмдаги нормал ва ўта ўтказувчан ҳолатдаги металлнинг эркин энергиялар фарқи $H_c^2/8\pi \sim 10^5 \text{ эрг/см}^3$ кийматни ташкил этади. Агар $H_c \sim 10^3 \text{ эрг}$. 1 см^3 ҳажмдаги ўтказувчан электронлар сони $\sim 10^{22}$ тани ташкил этса, ўта ўтказувчанлик ҳодисаси учун масъул энергиянинг киймати $\sim 10^{-5}$ эВ эканлигини келтириб чиқариш мумкин. Ушбу энергияни Кулон ўзаро таъсир энергияси $\sim 1 \text{ эВ}$ билан солиштирганда, у ўзаро Кулон таъсир энергиясига нисбатан $\sim 10^5$ марта кичик эканлигини кўрамиз. Ўта ўтказувчанлик ҳодисаси учун масъул энергия кулон энергиясига нисбатан $\sim 10^5$ марта кичик бўлишига қарама-қарши ушбу энергия ўта ўтказувчанлик ҳодисасининг мамойи бўлишида асосий вазифани бажаради.

Нормал металл хоссалари ифодаланганда ўта ўтказувчанлик учун масъул бўлган электронларнинг энергияси кулон энергиясига нисбатан жуда кичик бўлганлиги сабабли уни ҳисобга олмасам бўлади.

Юқорида эслатганимиздек ўта ўтказувчанлик ҳодисаси мамойи бўлишида масъул бўлган электронларнинг ўзаро таъсир энергияси кулон энергиясига нисбатан жуда кўп мартага, яъни 10^5 марта кичик экан.

Олимлар олдида катта бир муаммо пайдо бўлди, бу ҳам бўлса, ўта ўтказувчанлик ҳолатини юзага келтирувчи энергия, кулон энергиясига нисбатан шунчалик кичик бўлишига сабаб нима экан? - деган саволга жавоб топиш муаммоси.

Мизкур масалани ечишда, йўналтирувчи куч сифатида ўта ўтказувчанликда кузатилган изотоп эффекти хизмат қилди. Бир хил металлларнинг ҳар хил изотоплари учун ўзини мос турли T_c критик ҳарорат мос келиши аниқланди.

Мазкур боғланиш куйидаги ифодага бўйсунадиган қонуниятга мос келиши ҳам аниқланди:

$TcM^a = const$,
бу ерда, $a \approx 0,5$ (кўпгина элементар учун). Бундан маълум бўлдики, ионли панжаранинг роли ўта ўтказувчанлик ҳодисаси учун сезиларли бўлиб, муҳим аҳамиятга эга экан.

Кейинги назарий изланишлар шуни кўрсатдики, электронлар ва кристалл панжаралар тебранишлари орасидаги ўзаро таъсир электронлар орасидаги қўшимча ўзаро таъсирни юзага келтиради экан.

Маълум шароитларда ушбу ўзаро таъсир электронлар орасидаги тортишувни юзага келтиради. Агар мана шу ўзаро таъсир электронлар тортишуви кулон итариш кучларига нисбатан кучли бўлса, ўта ўтказувчанлик ҳодисаси намоён бўлади.

Ушбу масалага ойдинлик киритиш мақсадида электронларнинг кристалл панжара тебранишлари орқали ўзаро таъсирни кўриб чиқамиз. Яъни электронлар орасидаги тортишув ҳодисасини фононлар билан боғлиқ эканлигини кўрсатамиз.

Сизларга маълумки, кристалл панжара тебраниш квантлари - фононлар $\hbar\omega$ энергия ва тўлқин функция вектори $\vec{q}$ билан характерланади.

Ҳарорат $T=0$ бўлган шароитдаги металлларда содир бўладиган жараёнларни кўриб чиқамиз. Маълумки ҳарорат нолга тенг бўлганда ҳеч қандай фононлар бўлмайди. Ундай бўлса электронлар орасидаги ўзаро тортишув ҳодисаси фононлар орқали қандай юзага келади?

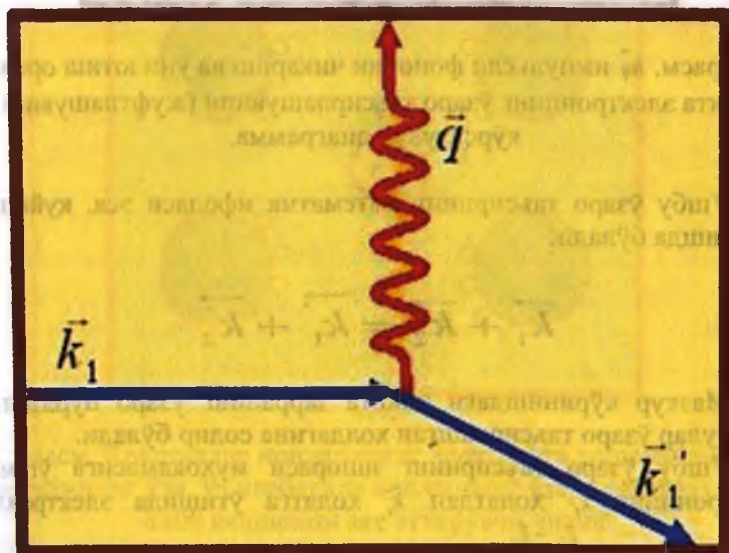
Биринчи тартибли ўзаро таъсир ҳақида фикр юритганимизда биз биламизки, кристалл бўйлаб тўлқин вектори $\vec{k}_1$ бўлган эркин электрон тарқалса, маълум бир вақтда у панжарада тебранишни юзага келтиради. Бошқача қилиб айтганда, шу пайтда фонон чиқаради (Мазкур пайтгача фонон йўқ эди, яъни $T=0$) ва ушбу электрон $\vec{k}_1$ ҳолатга ўтади. Ҳосил бўлган (пайдо бўлган) фононнинг тўлқин векторини $\vec{q}$ деб белгилаймиз. Бу ерда ҳам импульснинг сақланиш қонуни бажарилади, яъни:

$$\vec{k}_1 = \vec{k}_1 + \vec{q}$$

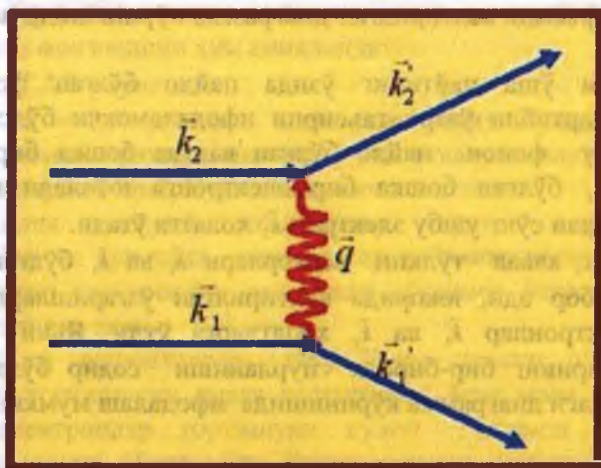
Буни 18.1-расмда келтирилган диаграмма кўринишида ифодалаш мумкин.

Худди ўша пайтнинг ўзида пайдо бўлган фоннинг иккинчи тартибли ўзаро таъсирни ифодаламоқчи бўлсак, унда худди шу фонони пайдо бўлган вақтда бошқа бир тўлқин вектори $\vec{k}_1$ бўлган бошқа бир электронга ютилади ва ушбу тўқнашдан сўнг ушбу электрон $\vec{k}_2$ ҳолатга ўтади.

Демак, аввал тўлқин векторлари $\vec{k}_1$ ва $\vec{k}_2$ бўлган иккита электрон бор эди, юқорида келтирилган ўзгаришлардан сўнг ушбу электронлар $\vec{k}_1$ ва $\vec{k}_2$ ҳолатларга ўтди. Яъни $\vec{k}_1$ ва $\vec{k}_2$ электронларнинг бир-бирига нурланиши содир бўлди. Буни 18.2-расмдаги диаграмма кўринишида ифодалаш мумкин.



18.1-расм. $\vec{k}_1$ тўлқин векторига эга бўлган электроннинг q фонон ҳосил қилиб, $\vec{k}_1$ ҳолатга ўтишини ифодаловчи диаграмма.



18.2-расм. $\hbar q$ импульсли фононни чиқариш ва уни ютиш орқали иккита электроннинг ўзаро таъсирлашувини (жуфтлашувини) кўрсатувчи диаграмма.

Ушбу ўзаро таъсирнинг математик ифодаси эса, қуйидаги кўринишда бўлади:

$$\vec{k}_1 + \vec{k}_2 = \vec{k}_1 + \vec{k}_2$$

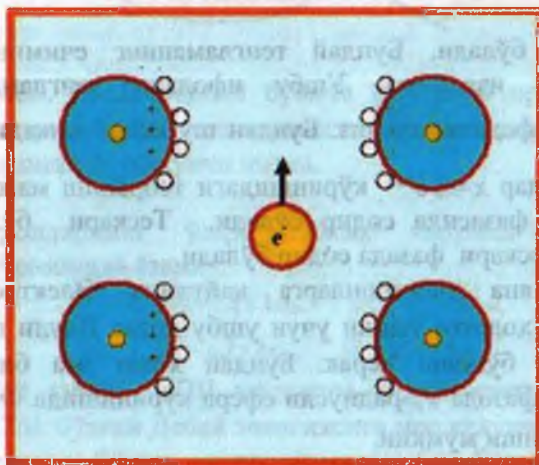
Мазкур кўринишдаги иккита зарранинг ўзаро нурланиши фақат улар ўзаро таъсирлашган ҳолдагина содир бўлади.

Ушбу ўзаро таъсирнинг ишораси муҳокамасига ўтамиз. Электроннинг k_i ҳолатдан k_f ҳолатга ўтишида электронлар

зичлигининг $\omega = \frac{\bar{\epsilon}_f - \bar{\epsilon}_i}{\hbar}$ частотали тебраниши содир бўлади, бу ерда $\bar{\epsilon}_f$ ва $\bar{\epsilon}_i$ катталиклар k_f ва k_i ҳолатлардаги электронларнинг ўртача энергияси, яъни умумий ҳолда $\bar{\epsilon}_i = \frac{\hbar k_i^2}{2m}$ кўринишга эга.

Электронларнинг мазкур ҳолдаги ўзаро таъсири натижасида пайдо бўлган зичлик тебранишлари электронлар зичлигининг шу жойдаги локал кўпайишига олиб келувчи тасаввурга эга бўлиш мумкин. Ионларнинг массаси электронларга нисбатан —

катталигини эътиборга олсак уларнинг шу жойга тортила бошлашини кузатиш мумкин. Ушбу жараён, ҳаттоки ортикча электронлар компенсациялашгандан сўнг ҳам давом этади, яъни ионлар ўзларининг бошланғич ҳаракатларини давом эттиришади, яъни қайта компенсацияланиш содир бўлади. Энди бу ерда ортикча мусбат заряд пайдо бўлди ва k_1 импульсли иккинчи зарра шу жойга тортила бошлайди. Шундай қилиб k_1 ва k_2 зарралар орасида ўзаро эффектив тортишув ҳосил бўлади. 18.3-расмда кристаллдаги ионлар электронларга тортилиши ва бу ўз навбатида ионларнинг ўзаро тортишувига олиб келиши акс эттирилган.



18.3-расм. Кристаллар ионларининг электронга тортилиши ва бу жараёнинг ўзи, ўз навбатида ионларнинг ўзаро тортишувига олиб келишини акс эттирувчи чизма.

Ушбу ўтказилган мулоҳазадан шундай хулосага келса бўлади, яъни панжара тебраниш фазаси мажбур этувчи куч фазаси билан бир хил бўлган ҳолдагина бундай ўзаро тортишув содир бўлади. Электрон зичликларининг тебраниши $\omega = \frac{\bar{\epsilon}_i - \bar{\epsilon}_\infty}{\hbar}$ частотада содир бўлади. Бу эса фақат мажбур этувчи куч частотаси ω ионлар системасининг хусусий частотасидан кичик

бўлган ҳолдагина содир бўлади. Бундай характерли частота Дебай частотасидир ω_D , яъни максимал бўлиши мумкин бўлган частота⁶. Шунинг учун тортишиш шarti $\omega < \omega_D$ кўринишда ифодаланади.

Ҳақиқатан ҳам, мажбур этувчи куч $f \cdot e^{i\omega t}$ сезувчи массаси m ва тебраниш хусусий частотаси ω_0 бўлган содда осцилляторни кўриб чиқамиз. Бундай системанинг ҳаракат тенгламаси:

$$\ddot{x} + \omega_0^2 x = \frac{f}{m} e^{i\omega t}$$

кўринишда бўлади. Бундай тенгламанинг ечимини $x = x_0 \cdot e^{i\omega t}$ кўринишда излаймиз. Ушбу ифодани тенгламага қўйиб

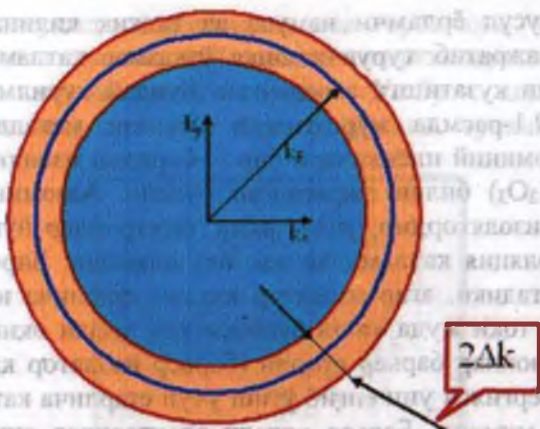
$x_0 = \frac{f}{\omega_0^2 - \omega^2}$ ифодани оламиз. Бундан шу келиб чиқадики, $\omega^2 < \omega_0^2$

бўлгунга қадар $x = x_0 \cdot e^{i\omega t}$ кўринишдаги тебраниш мажбур этувчи куч f нинг фазасида содир бўлади. Тескари бўлган ҳолда тебраниш тескари фазада содир бўлади.

Энди яна электронларга қайтамиз. Электроннинг k ҳолатдан k_1 ҳолатга ўтиши учун ушбу ҳолат Паули принципти асосан бўш бўлиши керак. Бундай ҳолат эса биз тасаввур этгандек k -фазода k_r радиусли сфера кўринишида Ферми сирти яқинида бўлиши мумкин.

Энди биз БКШ назарияси асосида ётувчи электронларнинг фононлар орқали ўзаро таъсир конунларини ифодалашимиз мумкин: Ферми сиртидаги электронлар энергиясидан $\hbar\omega_n$ даражада катта бўлмаган қийматларга энергиялари фарк қиладиган электронларгина бир-бирига тортилади. Ушбу электронларнинг ўзаро таъсир энергияси $-V$ га тенг. Бошқа барча электронлар ўзаро таъсирлашмайди.

⁶ Кристалдаги атомларнинг чегаравий тебраниш частотаси мавжудлигини осон тушуниш мумкин: кристалларда кристалл панжара давридан кичик қийматга эга бўлган товуш тўлқини ҳақида гапириш маънога эга эмас. Шундай қилиб, минимал тўлқин узунлигининг мавжудлиги равшан. Ундан дарҳол чегаравий частота мавжудлиги келиб



18.4-расм. БКШ модели бўйича фононлар орқали Ферми сирти яқинидаги $2\Delta k$ қатламдаги электронларгина ўзаро таъсирлашишини кўрсатувчи чизма.

Электронларнинг ўзаро таъсир матрица элементини қуйидаги кўринишда ёзамиз:

$$V_{kk'} = \begin{cases} -V, & |\bar{\epsilon}_i - \epsilon_f| \leq \hbar\omega_D, & |\bar{\epsilon}_i - \epsilon_f| \leq \hbar\omega_D, \\ 0, & |\bar{\epsilon}_i - \epsilon_f| > \hbar\omega_D, & |\bar{\epsilon}_i - \epsilon_f| > \hbar\omega_D. \end{cases}$$

Шундай қилиб, БКШ моделида Ферми сирти яқинидаги қатламлиги $2\Delta k$ бўлган Дебай энергиясига мос келувчи тор сферик қатламда мавжуд бўлган электронларгина бир-бирига тортилади (18.4-расмга қаранг). Бу ерда:

$$\frac{\Delta k}{k_F} \sim \frac{\hbar\omega_D}{\epsilon_F}, \quad \epsilon_F = \frac{\hbar^2 k_F^2}{2m}.$$

19. ЎТА ЎТАКАЗГИЧЛАРДАГИ ТУННЕЛЛИ ҲОДИСАЛАР

Туннеланиш тажрибаларидан энергетик тирқишни аниқлаш мумкинлигини И.Гевер (1961 й.) айтди. Ушбу усул ёрдамида энергетик тирқишни аниқлашдан ташқари кўпгина фойдали маълумотлар олиш имконининг борлиги сабабли у билан танишамиз.

Ушбу усул ёрдамчи намуна ва тадқиқ қилинаётган ўта ўтказгични ажратиб турувчи юпка ўтказмас қатлам орасидаги туннел токни кузатишга асосланган. Бундай қурилма схематик равишда 19.1-расмда кўрсатилган. Иккита металл ўтказгич, масалан алюминий плёнкалари бир —биридан изолятор қатлами (масалан Al_2O_3) билан ажратилган бўлсин. Алюминий оксиди жуда яхши изолятордир, унда эркин электронлар йўқ⁷. Шунинг учун бу изоляция қатламидан ток оқа олмайди. Бироқ тажриба шуни кўрсатадики, агар изолятор қатлам етарлича юпка бўлса, унда электр токи жуда катта бўлмаса ҳам ундан оқиши мумкин экан. Электронлар барьер орқали (барьер изолятор қатлам) агар уларнинг энергияси уни енгиб ўтиш учун етарлича катта бўлмаса ҳам ўтиши мумкин. Барьер орқали электронлар сингиб ўтади, худди туннел орқали ўтгандек. Шунинг учун ҳам бундай ток «туннелли ток» дейилади.

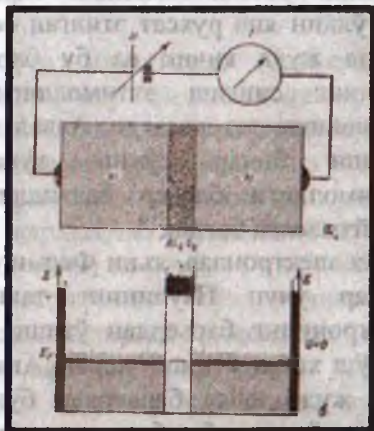
“Туннелли ток” катта аҳамиятга эга бўлганлиги сабабли, уни кенгроқ муҳокама қиламиз. Туннел контактининг уч қисми учун Ферми сирти яқинидаги энергия соҳаларда жойлашган таъқиқланган ва рухсат этилган соҳалар схематик кўрсатилган.

Узлуксиз вертикал йўлакча билан рухсат этилган энергиялар зонаси белгиланган. Штрих билан тўлдирилган зона кўрсатилган. Тўлдирилишнинг иссиқлик таъсирида ёйилиши (емирилиши) ҳам кўрсатилган. Изолятордаги рухсат этилган ва тўлдирилмаган энергиялар сатҳларининг энг яқин қийматлари етарлича баландда жойлашган.

Бундай энергетик схемадан, электрон изоляторга фақат унинг энергияси энг камида изолятордаги рухсат этилган зоналарнинг энг пастки қийматига мос келгандагина кириши мумкиндек туюлади, қалин қатламли изоляторлар учун бу тасдиқ тўғри. Агар изолятор етарлича юпка, масалан ҳаммаси бўлиб фақат йигирма атом қатламига яқин қалинликда бўлса, унда,

⁷ Аниқроқ қилиб айтсак Al_2O_3 да рухсат этилган энергиялар зонаси тўлалигича тўлдирилган, энг яқин ундан кейингиси рухсат этилмаган энергиялар соҳаси билан ажратилган ва бўш бўлади. Эркин электронлар фақат қисман тўлдирилган зоналарда бўлиши мумкин, Al_2O_3 да эркин электрон бўлиши учун у бунинг учун етарлича энергия олиши керак, бунинг учун эса реал бўлмаган юқори ҳарорат зарур. Бошқа сўзлар билан айтганда, нормал шаронгда, иссиқлик мувозанатида бўлганда эркин энергетик зонада электронлар бўлмайди.

металл электронлари изоляцияловчи ораликни изоляторнинг тўлдирилмаган зонаси қуйи сатҳи энергияларида ҳам ўтиш чегаравий эҳтимоллигига эга. Ушбу ҳолда, худди эслатганимиздек, электрон барьер орқали туннеллана олади дейишади.



19.1-расм. а- туннел токини ўлчаш схемаси. б- рухсат этилган энергиялар қиймати акс эттирилган (қорайтирилган соҳа) ва уларнинг тўлдирилгани (штирхланган)

Агар туннелли ҳодисанинг тўлқинли характерга эга эканини эсласак, ҳисоб китобсиз ҳам туннелланиш ҳодисасини тушиниш мумкин. Масалан, тўлқин унга синга олмайдиган қандайдир бир муҳит чегарасига тушса, унда у тўла қайтиши керак⁸. Маълумки, тўлқин ҳар ҳолда таъқиқланган соҳага секин сингади, худди ушбу муҳитга сингиш мумкинлигини текширишни амалга оширгандек. Бунда унинг амплитудаси экспоненциал сўнади, унинг энергияси ва муҳитдаги рухсат этилган энергиялар орасидаги фарқ қанча катта бўлса ёки бошқача айтганда энергетик барьер қанча баланд бўлса⁹, ушбу ҳодиса шунча тезроқ содир бўлади. Бундай ҳомаки сифатий муҳокама ҳам жуда юпқа барьерлар учун барьернинг бошқа томонида тўлқиннинг кузатиш чегаравий эҳтимоллиги

⁸ Бундай тўла қайтиш ҳоли, маълум бир тушиш бурчаклари интервалида ёруғлик тўлқинининг катта оптик зичликли муҳитдан кичик оптик зичликли муҳитга ўтишида амалга ошиши мумкин (масалан шишадан ҳавога).

⁹ Таъқиқланган энергиялар соҳасига тўлқин механикаси тўлқинга мис қелувчи

борлигини кўрсатади, ушбу ҳолда, туннелланишнинг содир бўлиши учун барьернинг қалинлиги тўлқиннинг таъқиқланган соҳадаги сўниш узунлиги билан солиштириладиган даражадаги қийматда бўлиши керак.

Унда барьернинг бошқа томонида чегаравий амплитуда пайдо бўлади ва тўлқин яна рухсат этилган соҳада бўлади. Ҳа, амплитуда бу ерда жуда кичик ва бу барьер қалинлигини оширишда зарранинг сингиш эҳтимоллиги амплитуданинг камайишига мос равишда тез камаяди. Аввал қайд этилганидек, барьернинг ошиши билан сўниш кўпаяди, зарранинг туннелланиш эҳтимоллиги барьер баландлиги билан унинг кенглигининг кўпайтмасига боғлиқ¹⁰.

Тажрибада биз электронлар, яъни Ферми - зарралари билан иш кўрамиз, улар учун Паулининг тақиқлаш принципи бажарилади. Электроннинг барьердан ўтиши учун барьернинг бошқа томонида бўш ҳолат бўлиши керак. Агар ҳамма ҳолатлар банд бўлса, унда жуда юпқа барьерлар бўлганда ҳам ўтиш бўлмайди. Шундай қилиб, барьер орқали зарраларнинг сингиши учта катталиқка боғлиқ:

1. Барьерга яқинлашган электронлар сонига,
2. Барьер орқали туннелланиш эҳтимоллигига.
3. Барьернинг бошқа томонидаги бўш ҳолатлар сонига.

Ушбу учта катталик электронларнинг туннел токини ифодалашда иштирок этиши керак.

19.1-расмда туннел контактининг ташқи кучланиш бўлмагандаги ҳолати кўрсатилган. Агар электронлар бир системадан бошқасига ўта олса, унда мувозанат ҳолат Ферми сатҳлари тенглашган шароитда содир бўлади. 19.1б – ва 19.2а-расмларда Ферми сатҳлари горизонтал чизик билан кўрсатилган. Бу ҳолда зарраларнинг суммавий алмашинуви нолга тенг, яъни ўнг томондан канча электронлар чап томонга ўтса, чапдан ҳам шунчаси ўнг томонга ўтади^{11, 12}.

¹⁰ Барьернинг энергетик баландлигини зарра энергиясидан бошлаш керак, яъни бизнинг ҳолда аниқ E_F дан бошлаб (19.1(б)- расмдагидек).

¹² Бизнинг симметрик туннел контакт ҳолимиз учун бу мувозанат шартини осон тушуниш мумкин. У умумий ҳолда ҳам тўғридир, асосан ҳар қандай моддалар электронлари алмашинуви бўлганда ҳам тўғридир.

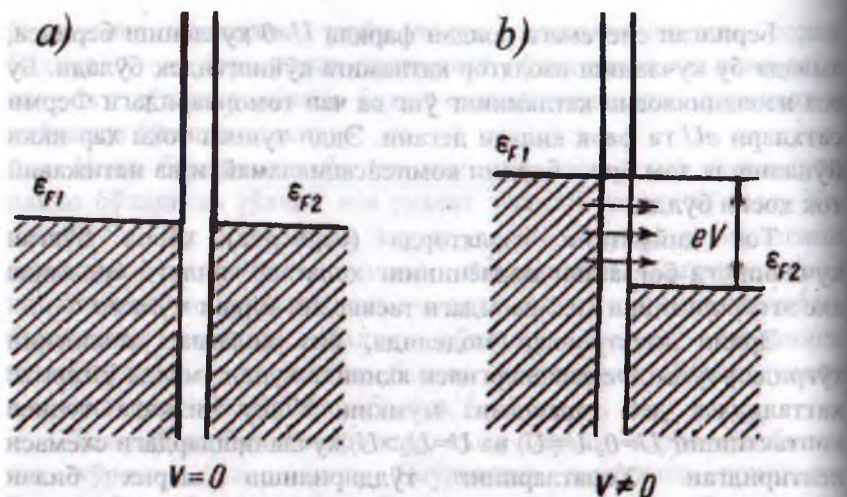
Берилган системага нолдан фаркли $U \neq 0$ кучланиш берилса, амалда бу кучланиш изолятор қатламига қўйилгандек бўлади. Бу эса изоляцияловчи қатламнинг ўнг ва чап томонларидаги Ферми сатҳлари eU га фарқ қилади дегани. Энди туннел токи ҳар икки йўналишда ҳам бир - бирини компенсацияламайди ва натижавий ток ҳосил бўлди.

Ток қийматини изоляторда (барьерда) ҳосил бўлган кучланишга боғланиш жараёнининг ҳолатлар зичлиги ёрдамида акс эттирилганини 19.2-расмдаги тасвирдан кўриш мумкин.

Эркин электронлар моделида, биз ҳолатлар зичлигини тўғридан-тўғри Ферми энергияси яқинида худди амалда ўзгармас катталиқдек деб қарашимиз мумкин. Ушбу чизмада туннел контактининг $U=0$; $U=U_1$ ва $U=U_2 > U_1$ кучланишлардаги схемаси келтирилган. Ҳолатларнинг тўлдирилиши штрих билан кўрсатилган. Соддалаштириш мақсадида ҳарорат $T=0$ деб олинган. Электронлар энергияси, худди манфий зарядланган зарралардек манфий зарядларга нисбатан мусбат томонда кам бўлади. Унда чап томондан ўнг томонга, ўнг томондан чап томонга нисбатан кўп электронлар туннеллана бошлайди, бу эса электр токининг оқишини кўрсатади (чизмада стрелка билан кўрсатилган). Биз ҳолат зичлигини доимий катталиқ деб ҳисоблаганимиз сабабли, унда чап томондан ўнг томонга туннелладиган электронлар сони кучланишга пропорционал ўсади. Ўз навбатида натижавий туннел токи ҳам қўйилган кучланишга пропорционал равишда ўсади. Бу ерда шуни яна бир бор таъкидлаймизки, биз фақат энергияси ўзгармайдиган¹³ туннел жараёнларини кўрамизки, яъни ўтишлар схемада горизонтал чизиклар билан кўрсатилган.

Бундай туннел контактининг вольтампер характеристикаси, агар бир ёки унинг ҳар икки томони ўта ўтказувчан ҳолатга ўтса ўзгаради. Буни оддий тушуниш мумкин, агар ўта ўтказувчан ҳолатда жуфтлашмаган электронлар схемасида энергетик тирқиш пайдо бўлса ва шу сабабли Ферми сатҳи яқинида ҳолатлар зичлиги анча ўзгаради. Нормал металл ва ўтказгич орасидаги туннелланиш 19.2-расмда келтирилган.

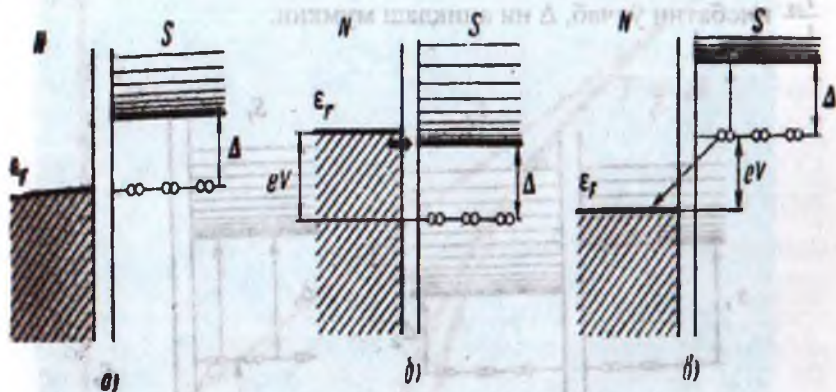
¹³ Барьер орқали туннелланиш жараёнида электрон фонони ютиши ёки чиқариши мумкин. Бундай жараёнлар жуда камдан - кам ва биринчи қаралганда уни эътиборга



19.2-расм. Иккита нормал металллар контакт бўлган ҳол учун энергетик диаграмма. а) $V=0$ бўлган ҳол; б) $V \neq 0$ бўлган ҳолда, ундан $\sim eV$ тартибдаги ток оқмоқда.



19.3-расм. Нормал металл-ўта ўтказгич (NS) туннел ўтишларининг вольтампер характеристикалари.



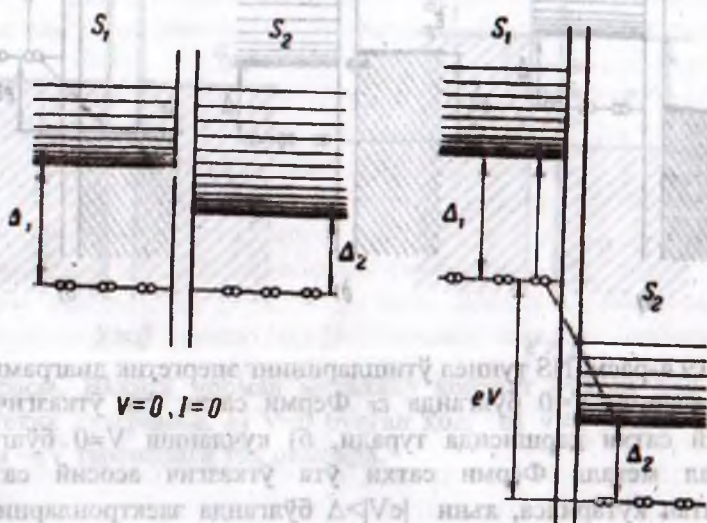
19.4-расм. NS туннел ўтишларининг энергетик диаграммаси:

а) кучланиш $V=0$ бўлганда ϵ_F Ферми сатхи ўта ўтказгичнинг асосий сатхи қаршисида туради, б) кучланиш $V \neq 0$ бўлганда, нормал металл Ферми сатхи ўта ўтказгич асосий сатхига нисбатан кўтарилса, яъни $|eV| > \Delta$ бўлганда электронларнинг N дан S га томон туннелланиши содир бўлад, в) қутблар ўзгартирилганда кучланиш $V \neq 0$ бўлганда, яъни $|eV| > \Delta$ бўлганда электронларнинг туннелланиши S дан N га томон содир бўлади.

Соддалаштириш мақсадида $T=0$ деб олинди. Мос равишда вольтампер характеристикаси 19.3-расмда келтирилган. Кучланишнинг $U = \frac{\Delta}{e}$ қийматигача туннел токи оқа олмайди, чунки нормал металл электронлари ўзига мос келувчи ўта-ўтказгичдаги ҳолатни топа олмайди. $U = \frac{\Delta}{e}$ бўлганда вертикал уринма туннел токи оқа бошлайди. Бундай кескин кўтарилиш ўта-ўтказгичдаги ҳолатлар зичлигининг катталиги билан шартланган. Кучланишнинг кейинчалик ошишида эгри чизик тўғри чизикқа яқинлашади. Қуйидаги ифода орқали ўта ўтказувчан энергетик тиркишни аниклаш мумкин:

$$\lim_{\substack{V \rightarrow 0 \\ T \rightarrow 0}} I_{NS} = I_{NN} \left(\frac{2\pi\Delta}{kT} \right)^{1/2} \exp \left(-\frac{\Delta}{kT} \right), \quad (19.1)$$

яъни етарлича кичик кучланишлар ва етарлича паст хароратларда $\frac{I_{\Delta 2}}{I_{\Delta 1}}$ нисбатни ўлчаб, Δ ни аниқлаш мумкин.

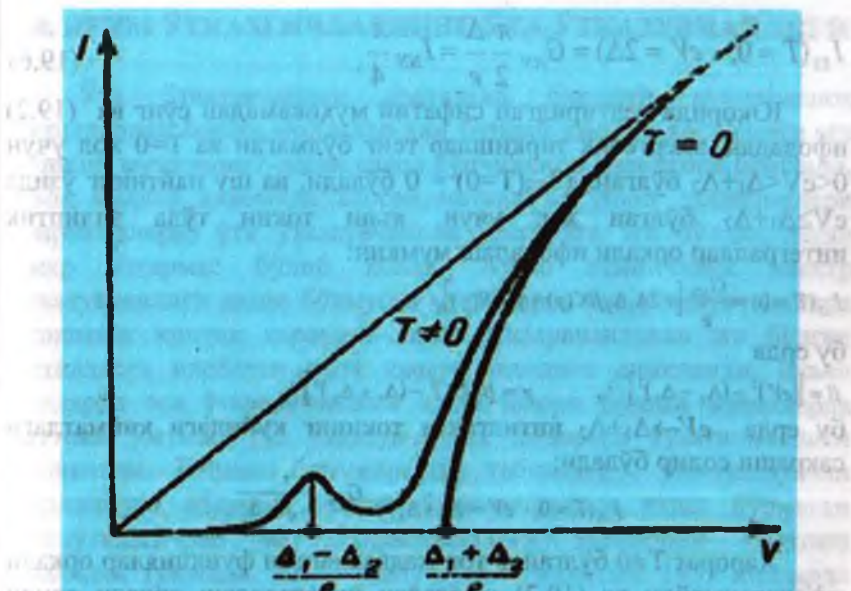


19.5-расм. Харорат $T=0$ бўлгандаги S_1 S_2 туннел ўтишининг энергетик диаграммаси.

Агар S_1 ва S_2 материал ҳам ўта ўтказгич бўлса, нормал ҳолатдаги ҳолатлар зичлигини энергетик боғланишини эътиборга олмаса бўлади ва қуйидаги ифодани ёзиш мумкин (Унинг вольтампер характеристикаси 19.6-расмда келтирилган):

$$I_{ss} = AN_{1s}(0)N_{2s}(0) \int \frac{|E - eV|}{[(E - eV)^2 - \Delta_1^2]^{3/2}} \times \frac{|E|}{(E^2 - \Delta_2^2)^{3/2}} [f(E - eV) - f(E)] dE \quad (19.2)$$

Энергетик тирқишлар кенглиги бир хил бўлса ($\Delta_1 = \Delta_2$) ва $T = 0$, унда интегрални (19.3) ифода кўринишида тасаввур этса бўлади.



19.6-расм. Ўта ўтказувчан – ўта ўтказувчан (S_1S_2) туннел ўтишнинг вольтампер характеристикаси.

Агар $V < 2\Delta/e$ бўлса $I_{ss} = 0$ бўлади унда $V \geq 2\Delta/e$ бўлиши эътиборга олиниб, қуйидаги кўринишдаги ифодани оламиз:

$$I_{ss} = \frac{G_{NV}}{e} \left[(2\Delta + eV)E(\alpha) - 4 \frac{\Delta(\Delta + eV)}{2\Delta + eV} K(\alpha) \right], \quad (19.3)$$

бу ерда

$$\alpha = \frac{(eV - 2\Delta)}{(eV + 2\Delta)} \quad (19.4)$$

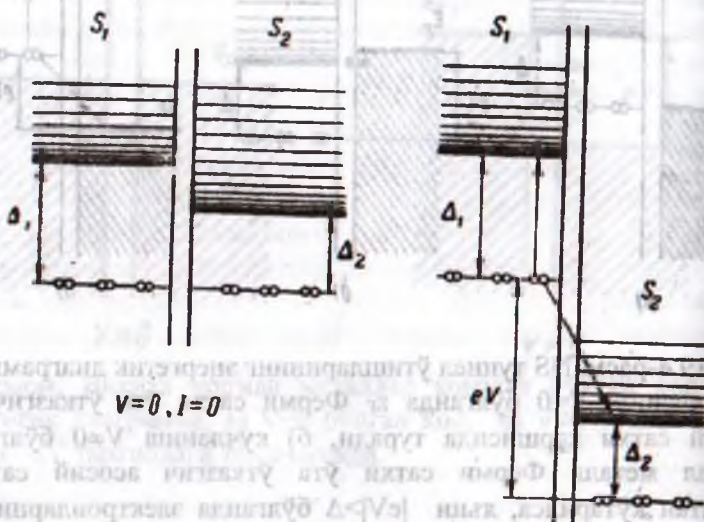
$K(\alpha)$ ва $E(\alpha)$ – тўла эллиптик интеграллар.

Шуни таъкидлаш жонзки, $eV \rightarrow 2\Delta$ бўлганда ток чегаравий қийматга интилади, яъни ҳолатлар зичлигининг чексиз катта бўлганлиги туфайли ушбунига учрайди. Чунки

$$\lim_{\alpha \rightarrow 0} K(\alpha) = \lim_{\alpha \rightarrow 0} E(\alpha) = \frac{\pi}{2}, \quad (19.5)$$

бўлганлиги сабабли ток қуйидаги қийматга интилади:

яъни етарлича кичик кучланишлар ва етарлича паст хароратларда $\frac{I_{NS}}{I_{NV}}$ нисбатни ўлчаб, Δ ни аниклаш мумкин.

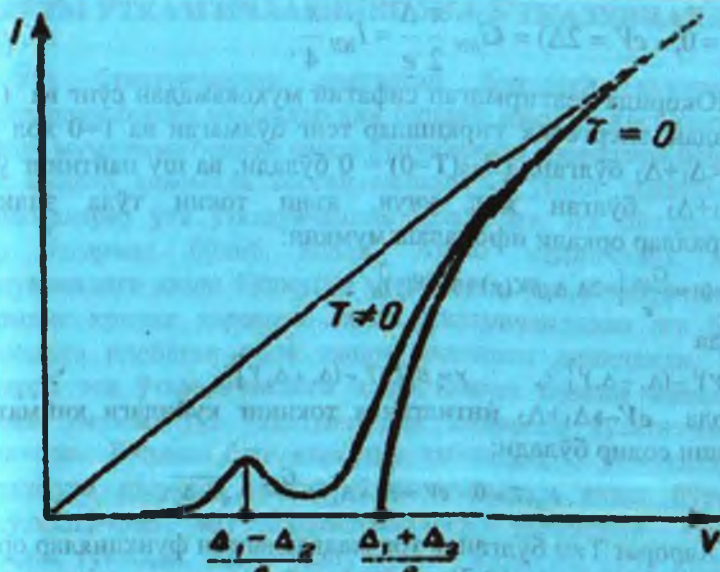


19.5-расм. Ҳарорат $T=0$ бўлгандаги S_1 S_2 туннел ўтишининг энергетик диаграммаси.

Агар S_1 ва S_2 материал ҳам ўта ўтказгич бўлса, нормал ҳолатдаги ҳолатлар зичлигини энергетик боғланишини эътиборга олмаса бўлади ва қуйидаги ифодани ёзиш мумкин (Унинг вольтампер характеристикаси 19.6-расмда келтирилган):

$$I_{NS} = AN_{1N}(0)N_{2N}(0) \int \frac{|E - eV|}{[(E - eV)^2 - \Delta_1^2]^{3/2}} \times \frac{|E|}{(E^2 - \Delta_2^2)^{3/2}} [f(E - eV) - f(E)] dE \quad (19.2)$$

Энергетик тирқишлар кенглиги бир хил бўлса ($\Delta_1 = \Delta_2$) ва $T = 0$, унда интегрални (19.3) ифода қўринишида тасаввур этса бўлади.



19.6-расм. Ўта ўтказувчан — ўта ўтказувчан (S_1S_2) туннел ўтишининг вольтампер характеристикаси.

Агар $V < 2\Delta/e$ бўлса $I_{ss} = 0$ бўлади унда $V \geq 2\Delta/e$ бўлиши эътиборга олиниб, қуйидаги кўринишдаги ифодани оламиз:

$$I_{ss} = \frac{G_{NN}}{e} \left[(2\Delta + eV)E(\alpha) - 4 \frac{\Delta(\Delta + eV)}{2\Delta + eV} K(\alpha) \right], \quad (19.3)$$

бу ерда

$$\alpha = \frac{(eV - 2\Delta)}{(eV + 2\Delta)}. \quad (19.4)$$

$K(\alpha)$ ва $E(\alpha)$ — тўла эллиптик интеграллар.

Шуни таъкидлаш жоизки, $eV \rightarrow 2\Delta$ бўлганда ток чегаравий қийматга интилади, яъни ҳолатлар зичлигининг чексиз катта бўлганлиги туфайли узилишга учрайди. Чунки

$$\lim_{\alpha \rightarrow 0} K(\alpha) = \lim_{\alpha \rightarrow 0} E(\alpha) = \frac{\pi}{2}, \quad (19.5)$$

бўлганлиги сабабли ток қуйидаги қийматга интилади:

$$I_{ss}(T=0, eV=2\Delta) = G_{NN} \frac{\pi}{2} \frac{\Delta}{e} = I_{NN} \frac{\pi}{4}. \quad (19.6)$$

Юкорида келтирилган сифатий муҳокамадан сўнг ва (19.2) ифодадан, энергетик тирқишлар тенг бўлмаган ва $T=0$ ҳол учун $0 < eV < \Delta_1 + \Delta_2$ бўлганда $I_{ss}(T=0) = 0$ бўлади, ва шу пайтнинг ўзиде $eV \geq \Delta_1 + \Delta_2$ бўлган ҳол учун, яъни токни тўла эллиптик интеграллар орқали ифодалаш мумкин:

$$I_{ss}(T=0) = \frac{G_{NN}}{e} [-2\Delta_1\Delta_2\beta K(\gamma) + \beta^{-1}E(\gamma)],$$

бу ерда

$$\beta = [(eV)^2 - (\Delta_2 - \Delta_1)^2]^{1/2}, \quad \gamma = [\beta^2 - (\Delta_1 + \Delta_2)^2]^{1/2},$$

бу ерда $eV \rightarrow \Delta_1 + \Delta_2$ интилганда токнинг қуйидаги қийматдаги сакраши содир бўлади:

$$I_{ss}(T=0, eV = \Delta_1 + \Delta_2) = \frac{G_{NN}}{e} \frac{\pi}{2} \sqrt{\Delta_1\Delta_2}.$$

Ҳарорат $T \neq 0$ бўлганда ток жадвалланган функциялар орқали ифодаланмайди ва (19.2) ифодадан интеграллаш орқали сонли амалга оширилиши керак. Биринчи бўлиб бунини Никол ва Шапиролар касбдошлари билан ҳамкорликда бажардилар: Шапиро ходимлари билан биргаликда вольтампер характеристикада $eV = \Delta_2 - \Delta_1$ бўлганда логарифмик хусусият ва $\Delta_2 - \Delta_1 < eV < \Delta_1 + \Delta_2$ ораликда манфий қаршиликка эга бўлган соҳа ва $eV = \Delta_1 + \Delta_2$ га тенг бўлганда қуйидаги катталикдаги сакраш мавжудлигини кўрсатишди:

$$\Delta I_{ss} = \frac{G_{NN}}{e} \frac{\pi}{4} \sqrt{\Delta_1\Delta_2} \frac{1 - \exp\left[-\frac{\Delta_1 + \Delta_2}{kT}\right]}{\left[1 + \exp\left(-\frac{\Delta_1}{kT}\right)\right] \left[1 + \exp\left(-\frac{\Delta_2}{kT}\right)\right]}. \quad (19.7)$$

Бу ерда шуни таъкидлаш жоизки, Тейлор ходимлари билан биргаликдаги олган сонли ечимлари, $T < 0,3 \frac{\Delta}{k}$ бўлган қийматларда, ҳатто бир хил энергетик тирқишларга эга бўлган ҳолда ҳам манфий қаршиликли соҳа мавжудлигини кўрсатди.

20. ЯРИМ ҲТКАЗГИЧЛАРНИНГ ҲТА ҲТКАЗУВЧАНЛИГИ

Ҳта Ҳтказувчанлик яратилган биринчи кунларданок металллардан бошқа моддалар ҳам бундай ажойиб хоссаларга эга бўлиши мумкинми?—деган савол кўпчилиكنи қизиқтира бошлади. Узоқ йиллар давомида асосан металл ва унинг қотишмалари (бирикмалари) Ҳта Ҳтказувчанлик хоссасига эга бўлади,—деган фикр ўзгармас бўлиб қолди. Аммо кейинчалик электр Ҳтказувчанлиги яхши бўлмаган металлларда Ҳта Ҳтказувчанликка ўтишнинг критик ҳарорати яхши Ҳтказувчанликка эга бўлган металлларга нисбатан анча юқори эканлиги аниқланди. Баъзи ҳолларда эса Ҳтказувчанлиги жуда юқори бўлган металлларда ҳаттоки умуман Ҳта Ҳтказувчанлик ҳодисаси кузатилмаслиги аниқланди. Бундан бир қарашда табиийки, Ҳта-Ҳтказувчан моддаларни излашда асосан Ҳтказувчанлиги яхши бўлмаган яримҲтказгичлар ва диэлектрикларга эътиборни қаратиш лозимдек туюлади. Аммо ушбу нуқтаи назардан 1935 йилларда германийда 0,05 К ҳароратгача Ҳтказилган тажрибаларда салбий натижалар кузатилди, яъни Ҳта Ҳтказувчанлик умуман кузатилмади.

Кўпчилик физиклар учун бу янгилик эмас эди, чунки бундай паст ҳароратларда тадқиқот этилаётган системалардаги эркин электронлар ниҳоятда кам бўлиб, материал Ҳта Ҳтказувчан бўлмасдан, ҳаттоки, Ҳта-Ҳтказувчанлик қобилиятига ҳам эга бўлмасдан қолади.

Ушбу нуқтаи назар Бардин-Купер-Шриффер (БКШ) назариясига мос келади. БКШ назарияси маълум соддалаштирилган БКШ модели ҳолида Ҳта-Ҳтказувчанликка ўтишнинг критик ҳарорати T_c учун қуйидаги ифодани ёзиш имконини беради:

$$T_c \sim \theta_D \cdot e^{-\frac{1}{N(0)V}}, \quad (20.1)$$

бу ерда $N(0)$ Ферми энергияси E_F яқинидаги электронлар ҳолатлар зичлиги, θ_D -Дебай ҳарорати, V -эффектив электрон-электрон тортишув. Ҳолатлар зичлиги:

$$N(0) \sim m^* n^{\frac{1}{3}}, \quad (20.2)$$

концентрацияси. Юқорида келтирилган натижа тоза германий учун ҳам ўринли, чунки тоза ярим ўтказгичларда $T \rightarrow 0$ бўлганда $n \rightarrow 0$ интилади. Айниган ярим ўтказгичлар учун ҳолат унчалик осон эмас. Ушбу ҳолда $T \rightarrow 0$ бўлганда n концентрация нолга айланмайди, чунки системада киришмалар бўлганлиги сабабли электр токини ўтказиш қобилиятига эга бўлган эркин электронлар ковалентлар мавжуд. Бирок, бундай система учун металлга нисбатан имтиёزلарни кутиш ўринсиз, чунки заряд ташувчилар концентрацияси ва ўз навбатида ҳолатлар зичлигининг киймати кўпгина ярим ўтказгичлар учун одатда металлларга нисбатан анча кичик бўлади. Ўта ўтказувчанлик хоссасига эга бўлган айниган ярим ўтказгичларга мисол қилиб, теллурид германий, титанат стронций ва теллурид қалайни келтириш мумкин.

Шундай қилиб, ярим ўтказгичлардаги электронлар концентрацияси металлларга нисбатан камлиги ўта ўтказгичлар учун характерли бўлган электронларнинг Купер жуфтлариغا қаршилиқ қилади.

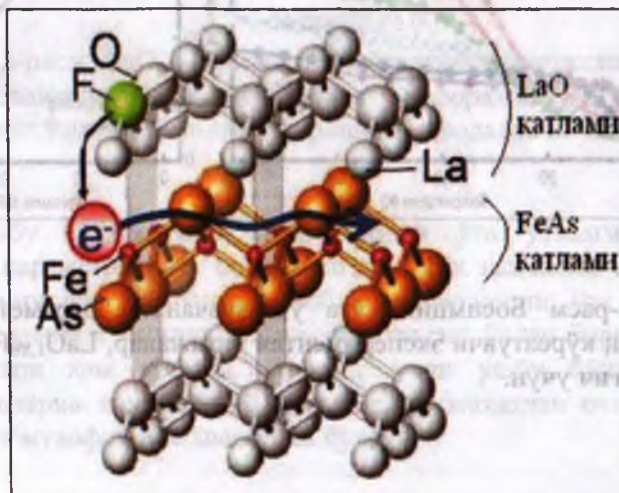
Электронлар орасидаги тортишувга қаршилиқ қилувчи кулон итарилиши ҳам бу ҳолда етарлича кучсизланган. Ушбу далиллар ярим ўтказгичларда ўта ўтказувчанлик ҳодисасини кузатишга қаршилиқ қила олмайди. 1963 йилда ўта ўтказувчанлик ҳодисаси ушбу ярим ўтказгичларда кузатилди: GeTe ($T_c = 0,08 \text{ K}$); SrTiO_3 ($T_c = 0,3 \text{ K}$). Ярим ўтказгич SrTiO_3 система учун диэлектрик сингдирувчанлик жуда катта ($\sim 10^4$), яъни кулон итарилишигача кучсизланган бўлади. Ушбу ярим ўтказгичларда донор-акцепторли аралашмалар етарлича катта, ўзларининг хоссалари билан улар айниган ярим ўтказгичлардир ва ўтказувчанлиги яхши бўлмаган ўтказувчан металлларга яқинлаштирилган. Германий ва кремнийларда ҳам ўта ўтказувчанлик ҳодисаси кузатилди. Оддий ҳолда ушбу элементлар ўта ўтказувчанлик ҳолатига ўтмайди. Ўта ўтказувчанлик ҳодисаси уларда фақат юқори босимлар остидагина ($\sim 100 \text{ кБар}$) кузатилиши мумкин. Мазкур ҳолатда структуравий ўзгаришлар содир бўлади ва ярим ўтказгичлар металл ҳолатга ўтади.

Тажрибада ўта ўтказувчанликка ўтишнинг критик ҳарорати заряд ташувчилар концентрацияси n га боғланиши мавжудлиги

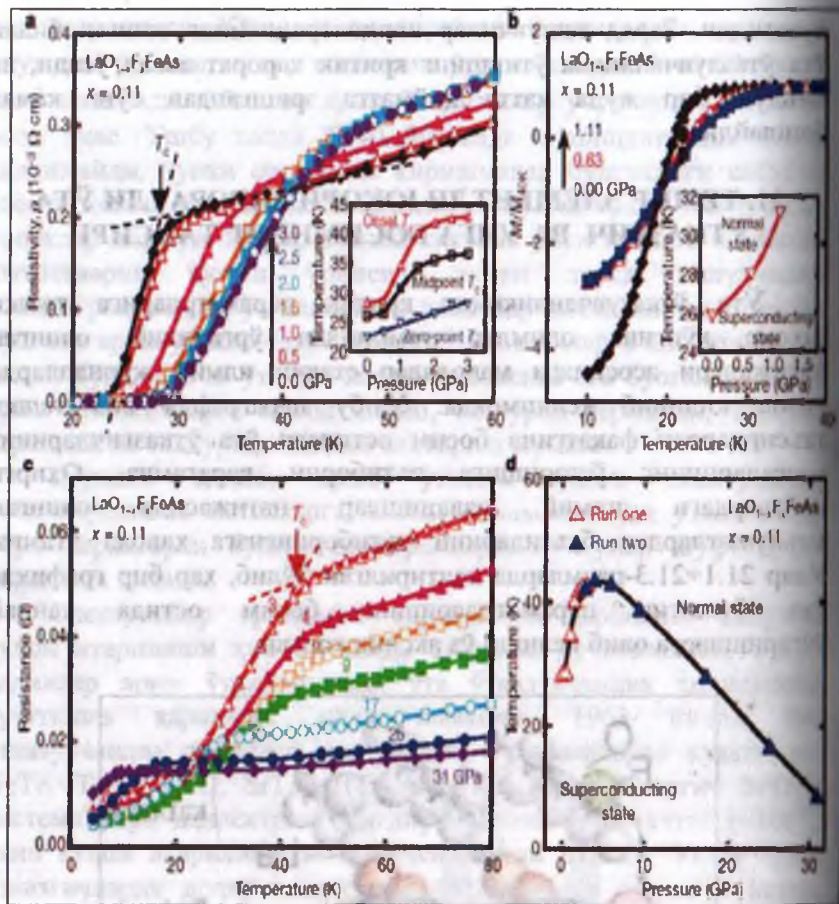
кузатилди. Заряд ташувчилар концентрациянинг ошиши билан ўта ўтказувчанликка ўтишнинг критик ҳарорат аввал ўсади, ва маълум бир жуда катта қийматга эришгандан сўнг камая бошлайди.

21. ТЕМИР ЭЛЕМЕНТЛИ ЮҚОРИ ҲАРОРАТЛИ ЎТА ЎТКАЗГИЧ ВА УНГА БОСИМНИНГ ТАЪСИРИ

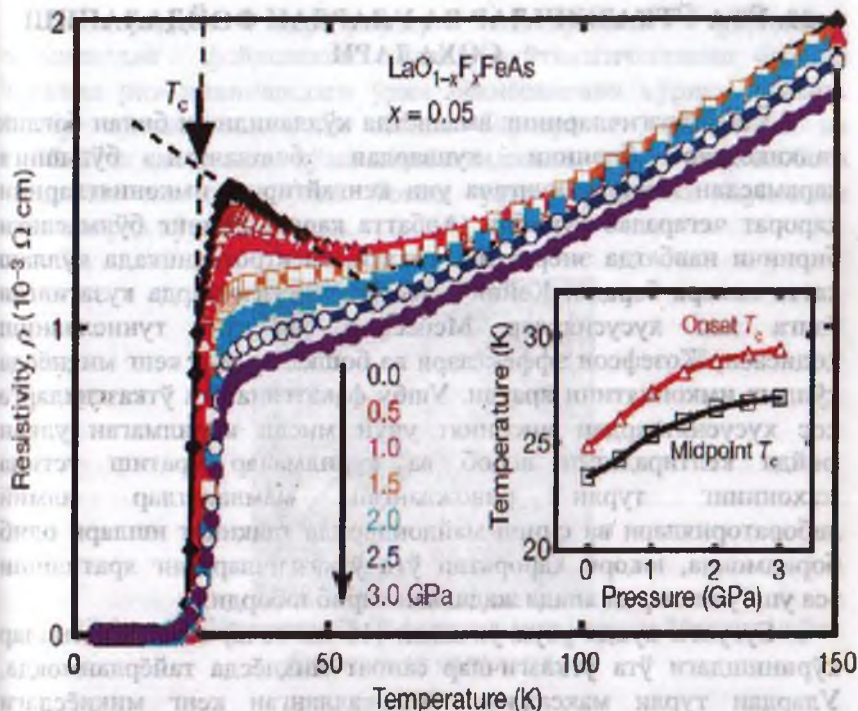
Ўта ўтказувчанликнинг критик параметрларига ташқи таъсир кўпгина олимлар томонидан ўрганилиб, олинган натижалари асосидаги мақолалар етакчи илмий журналларда эълон қилиниб келинмоқда. Ушбу параграфда биз ташқи таъсирлардан фақатгина босим остидаги ўта ўтказгичларнинг хоссаларининг ўзгаришига эътиборни қаратамиз. Охириги пайтлардаги илмий изланишлар натижасида олинган маълумотлардан баъзиларини эътиборингизга ҳавола этамиз. Улар 21.1+21.3-расмларда келтирилган бўлиб, ҳар бир графикда ўта ўтказгич параметрларининг босим остида қандай ўзгаришларга олиб келиши ўз аксини топган.



21.1-расм. LaOFeAs бирикма кристалл панжарасининг



21.2-расм Босимнинг ўта ўтказувчанлик параметрларига таъсирини кўрсатувчи экспериментал натижалар, $\text{LaO}_{1.89}\text{F}_{0.11}\text{FeAs}$ ўта ўтказгич учун.



21.3-расм. LaO_{1,95}F_{0,05}FeAs ўта ўтказувчан металлокерамика учун солиштирма қаршилиқнинг ҳароратга боғланишини босимнинг ўзгариши билан ўзгаришини ифодаловчи чизмалар. ($P \leq 3 \text{ ГПа}$)

Ушбу келтирилган графиклардан ўта ўтказгичларнинг критик параметрларига босимнинг таъсири қанчалик сезиарли эканлигини билсак бўлади. Ушбу таъсирларнинг ўта ўтказгич параметрларини ўзгаришига ижобий таъсир билан бирга салбий таъсирлари ҳам мавжуд. Шунинг учун ушбу йўналишдаги изланишларни ҳам назарий, ҳам амалий жиҳатдан олиб бориш мақсадга мувофиқ деб ҳисобласа бўлади.

22. ЎТА ЎТКАЗГИЧЛАР ВА УЛАРДАН ФОЙДАЛАНИШ СОҲАЛАРИ

Ўта ўтказгичларнинг амалиётда қўлланилиши билан боғлиқ тадқиқотлар биринчи кунлардан бошланган бўлишига қарамасдан ҳозирги кунгача уни кенгайтириш имкониятларини ҳарорат чегаралаб турибди. Албатта қаршилиқнинг бўлмаслиги биринчи навбатда энергетика соҳаси, электротехникада қўллаш катта самара беради. Кейинчалик ўта ўтказгичларда кузатиладиган ўзига хос хусусиятлар Мейсснер эффекти, туннелланиш ҳодисаси, Жозефсон эффектлари ва бошқалар уни кенг миқёсда қўллаш имкониятини яратди. Ушбу факатгина ўта ўтказгичларга хос хусусиятлардан инсоният учун мисли қўрилмаган улкан фойда келтирадиган асбоб ва қурилмалар яратиш устида жаҳоннинг турли ривожланган мамлакатлар илмий лабораториялари ва синов майдонларида тадқиқот ишлари олиб борилмоқда, юқори ҳароратли ўта ўтказгичларнинг яратилиши эса ушбу ишларни янада жадаллаштириб юборди.

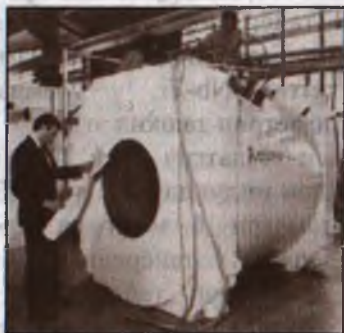
Бугунги кунда узун ўлчамли (16 км гача) сим ва тасмалар қўринишдаги ўта ўтказгичлар саноат миқёсда тайёрланмоқда. Улардан турли мақсадларга мўлжалланган кенг миқёсдаги қурилмалар, масалан криодвигателлар, тиббий диагностика томографлар, катта қувватли электр тармоқлари учун кабеллар, трансформаторлар, ток чегаралагичлари, электр энергия жамлагичлари, термоядро синтези ва тезлатгич техникаси учун магнит системалар ва бошқалар тайёрланмоқда.

Демак, ўта ўтказгичлардан жуда кичик ўлчамли асбоб ва қурилмалардан бошлаб то жуда йирик ўлчамли магнит қурилмаларни тайёрлаш мумкин экан.

Ўта ўтказгичлардан тиббиёт мақсадларида фойдаланиланиш имкониятлари ҳам мавжудлиги аниқланди.

Замонавий компьютерли томографларнинг асосини ташкил этувчи магнит галтаклар ўта ўтказгичлардан тайёрланган, бу эса унинг геометрик ҳажмини камайтириш билан бирга сезгирлигини ҳам оширади. Инсон танаси органларидаги жуда кичик қийматли майдонларни ҳам ўта ўтказгичли қурилма СКВИД лар ёрдамидагина ўлчаш мумкин.

Юқоридаги параграфлар келтирилган физикавий хоссалардан фойдаланган ҳолда ўта ўтказгичларнинг Фан ва техника ривожланишидаги ўрни бекиёслигини кўриш мумкин. Ушбу қўлланилишлардан баъзи бирларини келтирамиз ва тиббиётда қайерларда қўлланилаётганлигини ва уни ўрнини боса оладиган ҳозирги кунда бошқа усул йўқлигини қуйидаги мисолларда кўриш мумкин.



22.1-расм. Инсонни ЯМР-тадқиқ этиш учун тайёрланган ўта ўтказувчан соленоид

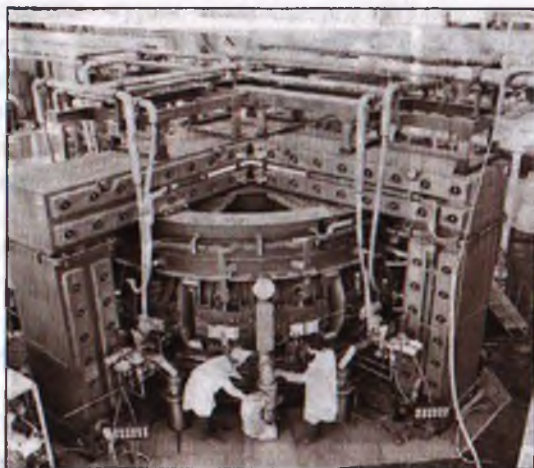


22.2-расм. Катга Адронли тезлаттичининг ўта ўтказувчан диполи системаси

Бирорта ҳам йирик, кучли магнит системаларни II тур ўта ўтказгичларсиз тасаввур этиш мумкин эмас. Фақатгина

битта характерли мисол келтирамиз. Бундан 30 йилча аввал, ўтган асрнинг 80 йиллар охирида халқаро ЦЕРН марказида тайёрланган Катта Адронли Тезлатгич (LHC) нинг узунлиги 27 метрни ташкил қилиб, қарийиб 2000 та ўта-ўтказувчан магнитлар орасида 1232 донa Nb-Ti ўрамларни тайёрлаш учун ҳар бири 35 тоннали ўта ўтказувчан диполли соленоиддан фойдаланилди. Ҳарорати 1,9K ўта оқувчан гелийдан совуттич сифатида фойдаланилди. Ушбу диполлардан 10 та соленоид қисқа муддатда тайёрланди. Уни тайёрлашда учта саноат корхонаси Франция, Германия, Италия мамлакатлари иштирок этди. Умумий кетган Nb-Ti ўрамлардаги симларнинг узунлиги 7000 километрни ташкил этди.

Ушбу улкан тезлатгич учун 2006 йилда жаҳонда энг катта, магнит майдон индукцияси 4 тесла бўлган, узунлиги 13 метрли, ички диаметри 6 метр ва 2,5 ГигаЖоулли ўта ўтказувчан соленоид тайёрланди. Компакт Мюон спектрометри (CMS) учун тайёрланган ушбу 224 тонна оғирликка эга бўлган қўрилмани тайёрлашда турли мамлакатлардан 155 та ташкилот иштирок этди.



22.3-расм.
«Токамак-10»
термоядро
қурилмаси (Россия
ФА И.В.Курчатов
номли атом
энергетика
институту)



22.4-расм. Ҳозирги кунда жуда ихчам, енгил вазнли, кам энергия сарфига эга бўлган «Cere Tom 3000» Компьютерли томографнинг кўриниши.

Ушбу томограф Америка Қўшма Штатларининг «Neurologica» ишлаб чиқариш компаниясида тайёрланган бўлиб, сканерлаш майдони 25 см^2 ни ташкил этади. Батарейли ва тармоқли манбалардан фойдаланилиши мумкин бўлиб,

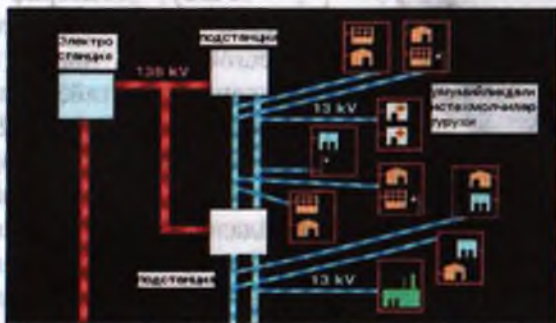
бош ва бўйин тўқималарини ўрганишга мўлжалланган. У бемор учун кам нурланишга эга, юқори сифатли 2 ва 3 ўлчамли тасвир олиш имкониятларига ҳам эга. Ундан маълумотларни симсиз олиш имконияти ҳам мавжуд бўлиб, фойдаланиш соддалаштирилган.



22.5- расм. 2007 йилнинг 28 мартда Америка ўта ўтказгичлари (AMSC) ва Northrop Grumman (NOC) фирмалари қуввати 36,5 МВт бўлган кема электродвигателини тайёрлагани ва синовда муваффақиятли ўтгани ҳақида эълон қилишди.

Ушбу лойиҳани бажаришда “Ranor Inc”, и “Electric

Machinery Company” ташкилотлари ҳам иштирок этишди. Электродвигателнинг массаси 75 тонна бўлиб, вазни оддий усулдаги шундай қувватли двигателлардан уч марта енгилдир. Мазкур электр двигатели синовдан ўтказилгач дарҳол АҚШнинг Ҳарбий Денгиз Флотига топширилди. Унинг асосида энг Янги эсминец “DDG-1000” синфига ўрнатиш режалаштирилган.

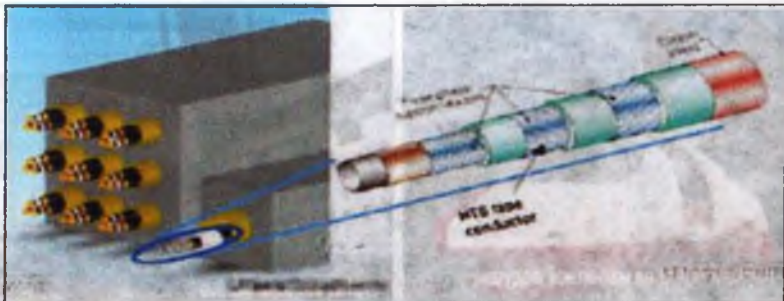


22.6-расм. 3 кВ юқори ҳароратли ўта ўтказувчан кабелни паст кучланишли тақсимот тармоғида жойлашиш схемаси.

22.1-жадвал

«Siemens» и «Doosan» фирмаларида тайёрланган ўта ўтказувчан электр машиналарининг параметрлари.

	Siemens		Doosan	
Номинал қуввати, кВт	400	4000	74	957
Айлантирувчи моменти, Н.м	2600	10600	-	-
Айланиш тезлиги, айл/мин	1500	3600	1800	3600
Ишчи кучланиш, В	380	6600	380	-
Ишчи частота, Гц	3-50	3-60	-	-
ФИК (криогеник ҳисобга олинган), %	96.8	98.7	-	-
Масса, т	-	6.9	-	2
Геометрик ҳажми (криогеник ҳисобга олинган), м	-	1.9 1.2	-	1.3 0.8



22.7-расм. Мисдан тайёрланган 3x3 ер ости таксимоти тармоғидаги кабел блокини бир каналли юқори ҳароратли ўта ўтказувчан 13 кВ кучланишга мўлжалланган, бир хил узатиш қуввати 69 МВт ли кабел блоки билан солиштириш. Ўнг томондаги чизмада «Southwire and NKT - ULTERA» қўшма корхонасида тайёрланган триаксиал кабелнинг схемаси келтирилган.



22.8-расм. «Яманаши MLX01» маглев поездаи



22.9-расм. «Яманаши MLX01» маглев поездининг аэродинамик тормози

Японияда левитация асосидаги локомотив қурилишининг ривожланиш хронологиясига эътиборни қаратсак 1962 йилда ушбу йўналишдаги тадқиқотлар бошланди ва 1972 йилда биринчи магнит ёстиғида ҳаракатланувчи поезд синовдан ўтди.



Первый поезд на магнитной подушке
в мире - модель ML100



1979: Модель ML 500
ставит рекорд скорости - 517 км/ч

22.10-расм. Жахонда
биринчи магнит ёстигида
ҳаракатланувчи «MLX100»
моделли поезд

22.11-расм. Магнит ёстигида
ҳаракатланувчи «MLX500»
моделдаги поезд рекорд тезлик -
517 км/соатга эга бўлди



1994: Новая модель поезда
MLU002N достигает скорости 431 км/ч на
специально построенной испытательной
железнодорожной ветке

22.12-расм. 1994 йилда
махсус синов учун қурилган
темир йўл тармоғидаги
«MLU002N» Янги поезд
моделининг тезлиги 431
км/соат га етди.



2003: Поезд MLX01 установил рекорд
скорости 581 км/ч

22.13-расм. Магнит ёстигида
ҳаракатланувчи «MLX01»
моделдаги поезд 2003 йилда
рекорд тезликка -581 км/соат га
эришди.

Мазкур йўналишда, яъни магнит ёстигида ҳаракатланувчи
поездларни яратишда Япония мамлакати илғор ҳисобланади.
Ушбу мамлакатда 20 йилга яқин даврда олиб борилган ишлар
натijasида 10 хил турдаги модификацияга эга бўлган поездлар
ишлаб чиқилди.

HTS генератор концерна
Siemens

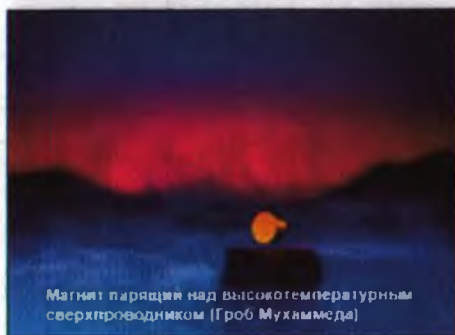


Генератор разработанный ФГУП
«НПО Электромаш» (СПб)



22.14-расм. «Siemens»
концернининг юкори
хароратли ўта ўтказгичли
генератори

22.15-расм. «Электромаш»
илмий тадқиқот институтида
тайёрланган генератор (Санкт-
Петербург)



Магнит парядиш над высокотемпературным
сверхпроводником (Гроб Мухаммеда)



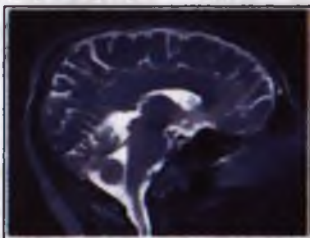
22.16-расм. Юкори хароратли ўта ўтказгич устида парланаётган
магнит, яъни левитация ходисасини намоиш этувчи тажрибалар.



Ўта ўтказувчан кабелларнинг характеристикаларига мисол тарикасида ушбу жадвалда келтирилган фирмалар маҳсулотини кўрсатиш мумкин.



Ўташувчи кабели	Southwire - ULTEA США, Динна	Albany Project США, Нью-Йорк	Project LIPA США, Германия, Франция	Super ACE Япония
Ўташувчи кабели	3001 - 3006 гг	3003 - 3006 гг	3001 - 3007 гг	3008 - 3005 гг
Силик дор	3006 й. катта боннинг	3006 й. катта боннинг	3007 й. катта боннинг	3008 й. катта боннинг
Материал	BS-2223 катта ALSC	BS-2223 катта Bom- tome*	BS-2223 катта ALSC	BS-2223 катта Pardava
Кабел тури	Грануля	"Липа ўт" катта ушбу катта	Нидерланд протекторнинг ушбу катта катта	Нидерланд
Начи катта, кВ	13	34.3	138	77
Ўташувчи катта, МВ	60	40	374	133
Начи катта катта, А	3000	800	3400	1400
Фаз катта	3	3	3 (нор бар фаз ушбу катта катта)	1
Ўташувчи, м	200	330 (220 + 30)*	660	300
Ўташувчи, м	143	133	-	133
Начи катта, кВ	20	23	69	-
Начи катта катта, кВ	-	0.63 (0.13 да катта)	0.33	-
Ўташувчи катта, К	65 - 80	67 - 77	65 - 71	65 - 77
Ўташувчи катта, кВ	2	3 (77 К да)	12 да катта	6 (77 К да)
Ўташувчи катта катта, кВ	-	30	-	100
Ўташувчи катта катта, кВ	-	1 - 3	2.6 - 7.3	-



22.17-расм. Ҳозирги кунда ўта ўтказувчаннинг асосий қўлланилиш соҳалари бу магнит-резонанс терапия тиббий қўрилмалари (айнан шу аппаратларда биринчи марта ушбу ходиса эффектив фойдаланилди) ва электроника. 2020 йилга келиб, шароит ўзгаради. Ўта ўтказувчанлик

энергетика саноатида, транспортда ва тиббиёт ҳамда электроникада жуда кенг қўлланилади. Инсон миёсини магнит-резонанс аппарати ёрдамида ўрганиш тиббиёт учун бебаҳо,

22.3-жадвал

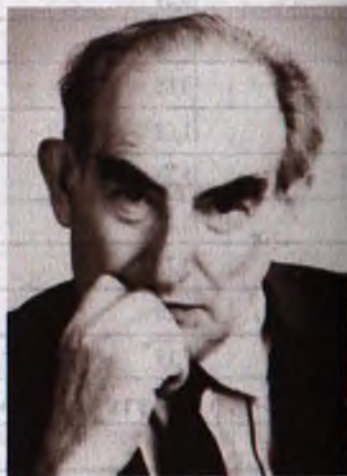
Биринчи тур ва иккинчи тур ўта ўтказгичлар учун критик ҳарорат ва критик магнит майдонларининг қийматлари.

КРИТИК ҲАРОРАТ ВА МАГНИТ МАЙДОНИ

Материаллар	Критик ҳарорат, К	Критик магнит майдон (0К ҳароратда), Гс	
1-тур ўта ўтказгичлар			
Родий	0,000325	0,049	
Титан	0,39	60	
Кадмий	0,52	28	
Цинк	0,85	55	
Галлий	1,08	59	
Таллий	2,37	180	
Индий	3,41	280	
Олово	3,72	305	
Ртуть	4,15	411	
Свинец	7,19	803	
2-тур ўта ўтказгичлар		H_{c1}	H_{c2}
Ниобий	9,25	1735	4040
Nb_3Sn	18,1	-	220 000
Nb_3Ge	23,2	-	400 000
$Pb_1Mo_{0,1}S_8$	14,4	-	600 000
$YBa_2Cu_3O_7$	90-100	1000*	1 000 000*
* Абсолют нолга экстраполяцияланган			



22.18-расм. Ўта ўтказувчан электромагнит галтак

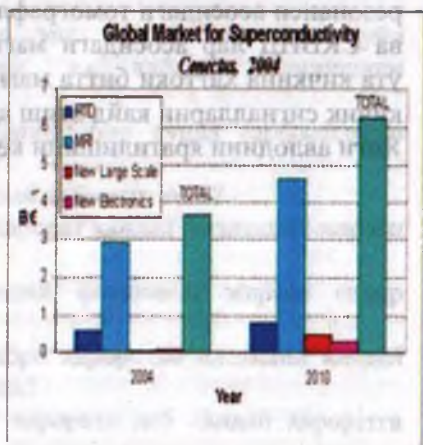
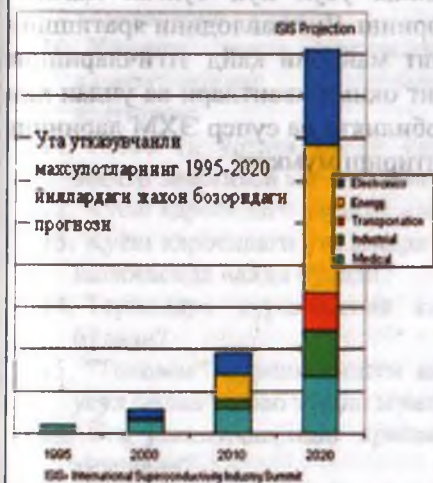


22.19-расм. 1960 йилдан бошлаб юкори ва хона ҳароратидаги ўта ўтказгичлар ҳақида Билл Литл Стэнфорд университетида ва В.Л.Гинзбург ФИАН дан (Россия) ўтақлифларини беришди. Билл Литл органик ўта ўтказгичларни (углерод асосида) олишни тақлиф қилди. Шундай ўта ўтказгич 1980 йилда Копенгаген университетида бўлган даниялик тадқиқотчи Клаус Бечгаард томонидан синтезланди. Ўта ўтказгичнинг формуласи - $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$ кўринишида эди. Ўта ўтказувчанлик юкори босимда ва 1,2 K ҳароратда бўлган.



22.19-расм. Ўта ўтказгичларни ўрганишдаги ҳақиқий революция юқори ҳароратли ўта ўтказувчанлик ихтиро қилинганда, яъни 1986 йилда содир бўлди. Ушбу ихтиро муаллифлари Швецариядаги IBM тадқиқот маркази ходимлари Алекс Мюллер и Георг Беднорцлар бўлишди.

Ўта ўтказувчанлик бозорининг прогнози



22.20-расм. Ўта ўтказгичларнинг қўлланилиш бозорини кўрсатувчи диаграмма

Ўта ўтказувчанлик ҳодисасидан тадбиркорлик мақсадларида фойдаланишни ўрганиш ва уни ташвиқот этиш учун тапшил этилган Европада таникли бўлган «Conectus» консорциуми маълумотига кўра ушбу ҳодиса асосидан фойдаланадиган халқаро бозордаги қурилмалар 2010 йилда 5 млрд АҚШ долларини ташкил этган бўлса, 2020 йилга бориб, ушбу ҳолат 38 млрд ва ундан ошди АҚШ долларигача ўсиши кутилмоқда.

Тадқиқотлар натижасига таянган ҳолда шундай хулосага келса бўладики, ўта ўтказувчанликнинг бошқа моддаларга ҳос бўлмаган фақат уларгагина ҳос бўлган хоссаларидан фойдаланадиган қурилмаларнинг диапозони жуда кенг бўлиб, гигант магнит манбаи ва моторлардан тортиб жуда кичкина микроўлчамлардаги ва ҳаттоки ундан ҳам кичик ўлчамлардаги ўта сезгир электромагнит майдони қайд этгичлари ва бошқаларда қўлланилиш бўйича жаҳоннинг етакчи ташкилотларида кенг миқёсдаги изланишлар ишлар олиб борилаётганлиги ушбу соҳанинг исикбошли эканлиги ва унга албатта ёшларни жалб этиш бутунги куннинг долзарб масалаларидан эканлигини ишонч билан айтиш мумкин.

Тиббиётда қўлланилишига келсак улардан ҳозирги кунда уни ўрнини боса оладиган бошқа усул йўқ бўлган магнит-резонанси асосидаги томографларнинг Янги авлодини яратишини ва СКВИД лар асосидаги магнит майдони қайд этгичларининг ўта кичкина ҳаттоки битта магнит оқими квантлари ва ундан ҳам кичик сигналларни қайд этиш қобилияти ва супер ЭХМ ларининг Янги авлодини яратилишини келтириш мумкин.



23. ЎТА ЎТКАЗУВЧАНЛИК ФИЗИКАСИДАН НАЗОРAT УЧУН САВОЛЛАР

1. Ўта ўтказувчанлик ҳодисаси қачон ва ким томонидан кашф этилган?
2. Табиатдаги инерт газларнинг қайнаш ва эриш ҳароратларини жадвал кўринишида ифодаланг.
3. Металлар электр қаршилигининг ҳароратга боғланиши қандай кўринишларда бўлиши мумкинлиги тасаввур этилган?
4. Симоб электр қаршилигининг ҳароратга боғланиши қандай кўринишга эга?
5. Al_2O_3 , BaTiO_3 перовскит турлардаги кристалл панжараларни таърифланг ва чизмада келтиринг.
6. Ўта ўтказувчанлик ҳолатдаги модданинг қаршилиги қандай усулларда ва қандай аниқлик билан ўлчанди?
7. Металл бирикмалардаги энг юқори критик ҳарорати қандай моддада қандай қийматга тенг?
8. Ўта ўтказувчанликни ифодаловчи кучлар яъни эркин электронлар орасидаги ўзаро таъсир кучлари ҳароратлар соҳасининг қандай қийматларига мос келади?
9. Коинотдаги ҳароратлар соҳасини суяк гелийдан тортиб водород бомбасининг портлашида ҳосил бўлган энергиялар оралигидаги ҳодисаларни келтиринг.
10. Ҳозирги кунда эришилган энг юқори ва энг қуйи ҳароратларнинг қийматларини ва қайерда олинишини келтиринг.
11. 10000 та ўртача сояли оиланинг бир кунда сарфлайдиган электр энергияси қанчага тенг?
12. Қуёш ядросидаги ҳарорат қандай қийматга тенг?
13. Қуёш ядросидаги ўта юқори ҳарорат қандай физикавий жараён натижасида пайдо бўлади?
14. Термоядро қурилмасида қандай физикавий жараён содир бўлади?
15. "Токомак" қурилмасидаги юқори ҳароратли плазмани қандай усул билан ушлаб туриш мумкин?
16. Ўта ўтказгичларнинг критик ҳарорати деб қандай ҳароратга айтилади?
17. Критик ҳарорат қандай усуллар ёрдамида аникланади?
18. Критик магнит майдон деб қандай майдонга айтилади?

20. Симобнинг критик температураси биринчи марта қандай усул билан аниқланди?
21. Симоб металининг тажриба учун олинишига сабаб нима?
22. Ўта ўтказувчан ҳалқадаги ток кийматининг узғаришини кузатишда фойдаланилган курилманинг чизмаси қандай қуринишда?
23. Ўта ўтказувчан ҳалқадаги ток кийматининг узғаришини кузатишда фойдаланилган курилмада содир бўладиган физикавий жараёнларни тушунтириб беринг.
24. Ўта ўтказувчан ҳалқанинг индуктивлиги, қаршилиги ва ундаги токнинг сўниши орасидаги боғланишни ифодаловчи катталиқни изохланг.
25. Магнит оқими квантининг киймати қанчага тенг бўлади?
26. Ўта ўтказувчанликни ифодаловчи критик параметрлар ва улар орасидаги боғланишни изохланг.
27. Моддалар магнит майдонидаги хоссаларига қараб қандай турларга бўлинади?
28. Идеал ўтказгичларнинг магнит хоссалари қандай бўлади?
29. Ўта ўтказгичларнинг магнит майдондаги хоссалари қандай бўлади?
30. Мейсснер эффекти деганда қандай ходиса тушунилади?
31. Қандай хоссаларига қараб ўта ўтказгичлар биринчи ва иккинчи тур ўта ўтказгичларга бўлинади?
32. Ўта ўтказгичларнинг магнитланиш қобиляти билан ташқи магнит майдони орасида қандай боғланиш мавжуд?
33. Ўта ўтказгичлар билан электр ва магнит майдонлари таъсирлашганда содир бўладиган қандай физикавий жараёнларни биласиз?
34. Нормал ва ўта ўтказувчан электронларнинг фарқи нимада?
35. Эркин электронларнинг ҳаракат тенгламаси қандай қуринишга эга?
36. Бирлик ҳажмда ўта ўтказувчан электронларнинг ҳаракат тенгламаси қандай қуринишга эга?
37. Лондонларнинг биринчи тенгламасини келтириб чиқаринг.
38. Лондонларнинг иккинчи тенгламасини келтириб чиқаринг.
39. Эркин энергия деганда нима тушунилади?
40. Магнит майдони ўзгарганда қандай иш бажарилади?
41. Эркин энергия зичлиги нимага тенг?
42. Критик термодинамик майдон нимага тенг?
43. Ўта ток критик энергияси нимага тенг?

44. Ўта ўтказгич электр ва магнит майдонида жойлаштирилганда ундаги ўта ток зичлиги ва майдонлар орасида қандай боғланиш мавжуд?
45. Ўта ўтказгичга магнит майдони қандай қонуният асосида сингади?
46. Магнит майдони сингиш чуқурлиги билан ҳарорат орасида қандай боғланиш мавжуд?
47. Баъзи бир ўта ўтказгичлар учун сингиш чуқурлигивинг қийматлари қанчага тенг?
48. Электронлар концентрацияси 10^{20} см^{-3} бўлган ўта-ўтказгич учун $T=0$ ҳароратдаги Лондон сингиш чуқурлиги қандай қийматга тенг бўлади?
49. Моддаларнинг иссиқлик сиғими қандай ифодаланади?
50. Моддаларнинг ўта ўтказувчан ва нормал ҳолат иссиқлик сиғимлари қандай ифодаланади?
51. Рутгерс формуласини ёзинг ва физик маъносини тушунтиринг?
52. Ўта ўтказувчан ва нормал элементар иссиқлик сиғимивинг ҳароратга боғлиқлиги қандай кўринишда бўлади?
53. СКВИД деганда қандай физикавий асбоб тушунилади?
54. Асосий биологик магнит майдонларнинг амплитудавий ва частотавий соҳаларини кўрсатинг.
55. Юкори ҳароратли ўта ўтказгичларнинг яратилиш тарихи ҳақида сўзлаб беринг.
56. Ўта ўтказувчанлик ва паст ҳароратлар физикаси соҳаси бўйича Нобель мукофоти лауриятларининг номларини ва қайси ишлари учун тақдирланганликларини айтиб беринг.
57. Ўта ўтказувчанлик назарияси қачон ва ким томонидан яратилди?
58. БКШ назариясининг физикавий маъносини нимани англатади?
59. Электронларнинг жуфтлашиши деганда нимани тушунаси?
60. Купер жуфтлари нима?
61. 1 см куб металл ҳажмдаги нормал ва ўта ўтказувчан ҳолатдаги эркин энергиялар фарқи қандай ҳисобланади?
62. Эркин энергиялар фарқи кулон энергиясидан қанчага фарқ қилади?
63. Изотоп эффектининг физикавий маъносини қандай тушунса бўлади?
64. Битта эркин электроннинг панжара тебранишларини юзага келтириш диаграммаси қандай кўринишда бўлади?

65. Иккита эркин электроннинг панжара билан ўзаро таъсирлашувини ифодаловчи диаграмманинг кўриниши қандай бўлади?
66. k энергетик ҳолатдаги электронларнинг ўртача энергияси нимага тенг?
67. Массаси m ва хусусий частотаси ω ҳамда мажбур этувчи куч $f \cdot e^{i\omega t}$ бўлган системанинг ҳаракат тенгламаси қандай кўринишда бўлади?
68. Ферми сатҳи деганда нимани тушунасиз?
69. Паули принципи нима?
70. Иккита электроннинг фонон орқали ўзаро таъсирлашиш механизмини ифодаловчи матрица элементлари қандай кўринишда бўлади?
71. Ўта ўтказувчанликни ҳосил бўлиш чегаравий шартлари нимада?
72. Вакуумда жойлашган электронларнинг ўзаро таъсир потенциалини қандай ифодалаш мумкин?
73. Маълум бир муҳитда жойлашган электронларнинг ўзаро таъсир потенциалини қандай ифодаласа бўлади?
74. Электроннинг ферми сирти яқинида жойлашиши қандай бўлади?
75. Металлар учун дебай ҳарорати қандай тартибда бўлади?
76. Ҳолат зичлигининг физикавий маъноси нимани англатади?
77. Кучли ва кучсиз ўзаро боғланишларнинг фарқи нимада?
78. Энергетик спектрдаги тирқиш деганда нимани тушунамиз?
79. Ҳолат зичлиги орқали изотоп эффектининг ифодаси қандай бўлади?
80. Ҳолат зичлиги нима?
81. Ўта ўтказувчанлик ҳолатининг бўлиши учун қандай шартлар бажарилиши керак?
82. Электронларнинг жуфтлашиш шарти нимадан иборат?
83. Жуфтликнинг геометрик ўлчамини қандай ҳисоблаш мумкин?
84. Ферми сирти яқинидаги жуфтлашган электронларнинг сони қанча бўлиши мумкин?
85. Иккита жуфтлашган электронлар орасидаги масофа қанчага тенг?
86. Бозе конденсация нима?
87. Фермионларнинг физикавий маъносини тушунтиринг.
88. Система қачон энг кичик энергияга эга бўлади?

89. Энг кичик энергияга эга бўлган системани қандай функция билан ифодалаш мумкин?

90. Тўлқин функция қандай бўлганда система энергияси нолга тенг бўлади?

91. Энергетик спектрдаги тирқишнинг физикавий маъноси нимада?

92. Ўта ўтказгичлар учун энергетик тирқиш тенгламасини келтириб чиқаринг.

93. Ўта ўтказгичлар учун энергетик тирқиш ва электронларнинг ҳолат зичлигини боғланишини ифодаловчи тенглама қандай кўринишда бўлади?

94. Ўта ўтказувчан ва нормал ҳолдаги эркин энергиялар фарқини келтириб чиқаринг.

95. Энергетик тирқиш, ҳолат зичлиги ва термодинамик магнит майдон орасидаги боғланиш қандай ифодаланади?

96. Ҳолат зичлигининг тақрибий қийматини келтириб чиқаринг. $\Delta \sim 10$ K бўлганда H_c қандай бўлади?

97. Атомларни энергетик, сатҳларини қандай ифодалаш мумкин?

98. Асосий ҳолат ва элементар кўзғалишларнинг энергетик сатҳлари қандай фарқ қилади?

99. Элементар кўзғалишлар энергиясининг электрон импульсига боғланиши қандай бўлади?

100. Купер жуфтлари энергетик тирқиш билан қандай боғланган?

101. Ферми-Дирак статистикасининг физикавий маъноси нимадан иборат?

102. Статистика асосида элементар кўзғалишлар эҳтимоллигини қандай ифодалаш мумкин?

103. Ҳарорат критикка интилганда энергетик тирқиш қайси қонуният асосида ўзгаради?

104. Нисбий энергетик тирқишнинг нисбий ҳароратта боғланиши қандай кўринишда бўлади?

105. БКШ назариясига асосан энергетик тирқишнинг критик ҳароратта нисбати қандай аниқланади?

106. Одатдаги ўта ўтказгичларда ушбу нисбатнинг қиймати қандай бўлади?

ҲОЙДАЛАНИЛГАН АДАБИЁТЛАР

1. Шмидт В.В. Введение в физику сверхпроводников. М.: Наука, 1982, 238 стр.
2. М.Тинкхам Введение в сверхпроводимость. М.: Атомиздат, 1980, 310 стр.
3. Буккель В. Сверхпроводимость (основы и приложения). М.: Мир, 1975, 366 стр.
4. Джураев Д.Р. Ўта ўтказувчанликка кириш. «Бухоро» нашриёти, Бухоро-2009, 254 бет.
5. Djuraev D.R. O'ta o'tkazuvchanlik fizikasi "Dizayn-Press" nashriyoti, Buxoro-2013, 308 bet.
6. Джураев Д., Курбанов М. Ўта ўтказгичлар. Ёш куч, 1990, 7, 31 бет.
7. Бароне А., Патерно Дж. Эффект Джозефсона (физика и применения). М.: Мир, 1984, 640 стр.
8. Мнееян М.Г. Сверхпроводники в современном мире. М.: Просвещение, 1991, 159 стр.
9. А.Роуз-инс, Е.Родерик Введение в физику сверхпроводимости. М.: Мир, 1972, 220 стр.
10. Джураев Д.Р., Курбанов М. Открытие века. Молодая смена, 1990, 7, С.31-32.
11. П.де Жен. Сверхпроводимость металлов и сплавов. М.: Мир, 1968.
12. Э.А.Пашицкий. Проблемы ВТСП - достижения и перспективы. ФНТ, 1995, т.21, вып.10.
13. Н.М.Плакида. Высокотемпературная сверхпроводимость. М.: Наука, 1996.
14. В.Л.Гинзбург. Сверхпроводимость и сверхтекучесть (что удалось и чего не удалось сделать). УФН, 1997, т.167, вып.4.
15. М.П.Ткаченко. Сверхпроводимость и сверхтекучесть. Учебное пособие для студентов МГУ. Протвино, 1993.

Ҳойдаланилган вебсайтлар

1. www.Zivonet.uz
2. <http://www.sciencemag.org/cgi/content>
3. <http://www.scientific.ru/journal/news>
4. <http://www.physicsweb.org>

Д. Давидов, М. К. Давидов

ЎТА ЎТКАЗЫВАНИК ФОНКАЧИ КНИШИ

А. Отаманов
А. Отаманов
А. Отаманов

МУНАРИК
ТЕХНИК МУНАРИК
МУНАРИК
МУНАРИК

Нашрийот тизмизияси AI № 177. 08.12.2010. Original —
мақоладан берибхура тизмизияси: 22.02.2010. Бичим: 60x84.
Кўч: 16 ёшдан «Тизмизия» гари. Ўтаманов тизмизияси берибхура.
Ўтаманов дор. ози. Берибхура тизмизияси: 16.7. Адаби: 200. Бичим: № 28.

Берибхура тизмизияси ва эҳтимоли берибхура тизмизияси
«Ўтаманов» тизмизияси: Берибхура тизмизияси, 1. Мо'лимов
Кўч: 27. 13 ёшдан берибхура тизмизияси.

«Шар-Берибхура» МЧУ берибхура тизмизияси чоп қилиди
Берибхура тизмизияси. М. Ўтаманов тизмизияси, 1-у.

Д.Джурсав, М.Курбанов

ЎТА ЎТКАЗУВЧАНЛИК ФИЗИКАСИГА КИРИШ

MUHARRIR:

TEXNIK MUHARRIR:

MUSAHHIH:

SAHIFALOVCHI:

G'Murodov

G.Samiyeva

J.Qalandarov

A.Qalandarov

Nashriyot litsenziyasi AI № 178. 08.12.2010. Original – maketdan bosishga ruxsat etildi: 22.02.2016. Bichimi 60x84. Kegli 16 shponli. «Times» garn. Ofset bosma usulida bosildi. Ofset qog'oz. Bosma tabog'i 6,7. Adadi 500. Buyurtma №.28.

Buxoro Matbuot va axborot boshqarmasi
“Durdona” nashriyoti: Buxoro shahri, I. Mo'minov
ko'chasi, 27. Bahosi kelishilgan narxda.

“Sharq-Buxoro” MCHJ bosmaxonasida chop etildi.
Buxoro shahri, M.Iqbol ko'chasi, 11-uy

