

**Жақтылықтың пайда болыуы хәм басқа түрге айланыуына байланысly
болған бир эвристикалық көз-қарас ҳақында¹**

Физиклердиң газлер ямаса басқа да денелер хәм бос кеңисликтеги электромагнитлик процесслердиң Максвелл теориясы арасында формал түрдеги терең айырма бар. Жүдә көп санлы, бирақ шекли болған атомлары хәм электронларының координаталары менен тезликлери белгили болса, онда қәлеген денениң ҳалын белгили деп есаплаймыз. Бирақ кеңисликтің электромагнитлик ҳалын анықлаў ушын биз усы кеңисликтеги үзликсиз функцияларды пайдаланамыз. Сонлықтан кеңисликтің электромагнитлик ҳалын толық тәрийиплеў ушын шамалардың шекли мәнислерин билиў жеткиликсиз. Максвелл теориясы бойынша барлық электромагнитлик, усыған сәйкес жақтылық қубылысларында энергияны кеңисликте үзликсиз тарқалған шама деп есаплаў керек. Бирақ ҳәзирги заман физикалық көз-қараслары бойынша салмағы бар денениң энергиясы атомлар менен электронлардың энергияларының қосындысынан турады. Салмағы бар денениң энергиясын қәлеген дәрежеде киши болған ықтыярлы түрде киши болған бөлеклерге бөлиў мүмкин емес. Бирақ жақтылықтың Максвелл теориясы бойынша (ямаса қәлеген толқын теориясы бойынша) ноқатлық деректе нурландырылған жақтылықтың энергиясы кем-кемнен үлкейетуғын көлем бойынша үзликсиз бөлистириледі.

Ноқаттың үзликсиз функцияларына сүйенетуғын жақтылықтың толқынлық теориясының дурыс екенлиги оптикалық қубылысларды тәрийиплегенде жүдә жақсы көринеди хәм сонлықтан оның қандай да бир басқа теория менен алмастырылыуы ҳақында гәп етиўдиң кереги жоқ. Бирақ оптикалық бақлаўлардың бир заматлық емес, ал ўақыт бойынша орташа шамаларға тийисли екенлигин умытпаў керек. Сонлықтан дифракция, шағылысыў, сыныў, дисперсия ҳ.т.б. теориялардың экспериментлерде тастыйықланыуына қарамастан үзликсиз кеңисликлик функцияларға сүйенетуғын жақтылықтың теориясы жақтылықтың пайда болыуы менен жутылыуы қубылысларына келгенде тәжирийбениң нәтийжелерине қайшы келетуғын теория болып табылыуы мүмкин.

¹ Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt. Ann. Phys., 1905, 17, 132—148.

Мен "қара денениң нурланыуы" менен байланысly болған фотолюминесценция, ультрафиолет нурлар менен жақтыландырылғанда катод нурларының пайда болыуы хәм жақтылықтың шығарылыуы хәм жутылыуы менен байланысly болған басқа қубылыслардың топары жақтылықтың энергиясы кеңисликте дискрет түрде тарқалады деп болжау тийкарында жақсы түсиндириледі деп ойлайман. Бул болжау бойынша базы бир ноқаттан шыққан жақтылық дәстесиниң энергиясы кем-кемнен үлкейиуши көлемде тарқалмайды, ал тек тутасы менен пайда болатуғын хәм жутылатуғын кеңисликте шекли муғдарда локализацияланған энергияның квантлары түринде қосылады.

Төменде мен усынып атырған көз-қарас басқа изертлеушилерге олардың изертлеулеринде пайда келтиреді деген үмит пенен усындай жолларға ийтермелеген ойлар менен фактлерді баянлайман.

§ 1. "Қара денениң нурланыуының" бир қыйыншылығы хаққында

Дәслеп Максвелл теориясы хәм электронлар теориясы позицияларында турып төмендегидей жағдайды қараймыз. Идеал шағылыстырыушы дийуаллар менен шекленген көлемде еркин қозғалыушы, бирақ жеткилики дәрежеде киши қашықлықларға жақынласқанда консервативлик күшлер менен тәсирлесетуғын, бир бири менен газлердиң кинетикалық теориясындағы молекулалар сыяқлы болып соқлығысатуғын газ молекулалары менен электронлардың базы бир муғдары бар деп болжаймыз². Буннан кейин кеңисликтің хәр қыйлы ноқатларында турған базы бир электронлар усы ноқатларға қарап бағытланған хәм усы ноқатлардан ауысыуға тууры пропорционал күш пенен услап турылады деп болжаймыз. Усындай электронлар арасында хәм молекулалар менен электронлар арасында усы электронлар олар менен жеткилики дәрежеде жақынласқанда консервативлик күшлердиң тәсир етиуи керек. Кеңисликтің базы бир ноқатларында услап турылатуғын электронларды "резонаторлар" деп атайық. Олар белгили бир узынлықтағы электромагнит толқынларын нурландырады хәм жутады.

Хәзирги уақытлардағы көз-қараслар бойынша жақтылықтың пайда болыуына, қарап атырылған кеңисликтеги нурланыуға динамикалық тең салмақлық халы ушын

² Бул жыллылық тең салмақлығында газдиң молекулалары менен электронлардың орташа кинетикалық энергияларының тең екенлиги хаққындағы болжау менен барабар. Усындай болжаудың тийкарында Друде тәрепинен металлардың жыллылық өткизгишлиги менен электр өткизгишлиги арасындағы қатнастың келтирилип шығарылғанлығы белгили.

Максвелл теориясын пайдаланғанда алынатуғын нәтижелер "қара денениң нурланыуы" бойынша алынған нәтижелердей болыуы керек – биз барлық қарап шығылатуғын жийиликлер ушын резонаторлар бар деп есаплаймыз.

Биз азмаз ўақыт резонаторлар тәрәпинен шығарылатуғын хәм жутылатуғын нурлар ҳаққындағы мәселени қарағанды қойып турамыз хәм динамикалық тең салмақлық шараятындағы молекулалар менен электронлар арасындағы тәсирлесийге (ямаса соқлығысыўға) қойылатуғын шәртлер ҳаққындағы мәселени қоямыз. Газлердиң кинетикалық теориясы бул жағдай ушын мынадай шәртти қояды: электрон-резонатордың орташа кинетикалық энергиясы газдиң молекуласының илгерилемели қозғалысының орташа кинетикалық энергиясына тең болыуы керек. Электрон-резонатордың қозғалысын бир бирине перпендикуляр болған үш тербелмели қозғалысқа жайып, биз ҳәр бир бир өлшемли тербелмели еркинлик дәрежесине сәйкес келиўши орташа энергия \bar{E} ушын

$$\bar{E} = \frac{R}{N} T$$

аңлатпасын аламыз. Бул аңлатпада R — универсал газ турақлысы, N — бир грамм-эквиваленттеги "ҳақыйқый молекулалардың" саны хәм T — абсолют температура. Ўақыт бойынша орташаланған резонатордың кинетикалық хәм потенциаллық энергиялардың теңлигиниң салдарынан \bar{E} бир атомлы газдиң еркин молекуласының кинетикалық энергиясының $2/3$ бөлегине тең. Егер қандай да бир процесс – биз қарап атырған жағдайда нурланыў - резонатордың ўақыт бойынша орташаланған энергиясының мәниси \bar{E} ден үлкен ямаса киши болатуғын аўхалға алып келетуғын болса, онда еркин молекулалар менен соқлығысқанда резонатор газге энергиясын бере ямаса газден энергия ала баслайды. Демек, биз қарап атырған жағдайда ҳәр бир резонатор орташа E энергиясына ийе болғанда ғана динамикалық тең салмақлықтың орын алыуы мүмкин.

Енди резонаторлардың кеңисликтеги нурланыў менен тәсирлесийи ушын тап сондай таллаў жүргизейик. Бундай жағдай ушын Планк³ нурланыўды ең хаотик процесс⁴ деп есаплап динамикалық тең салмақлық ушын шәртти келтирип шығарды.

³ M. P l a n c k . Ann. Phys., 1900, 1, 99.

⁴ Бул болжаўды былайынша айтыў мүмкин: $t = 0$ ден $t = T$ ға шекемги (T – биз қарап атырған тербелислердиң дәўирине салыстырғанда үлкен ўақыт) ўақыт аралығында берилген көлемниң ықтыярлы ноқатындағы (z) электр майданының z -қураўшысын Фурье қатарына жаямыз:

$$z = \sum_{v=1}^{v=\infty} A_v \sin \left(2\pi v \frac{t}{T} + \alpha_v \right).$$

Ол мынадай аңлатпаны алды

$$\bar{E}_\nu = \frac{L^3}{8\pi\nu^2} \rho_\nu.$$

Бул аңлатпада \bar{E}_ν - меншикли жийилиги ν болған резонатордың орташа энергиясы (хәр бир еркинлик дәрежеси ушын), L — жақтылықтың тезлиги, ν - жийилик хәм $\rho_\nu d\nu$ – тербелис жийилиги ν менен $\nu+d\nu$ интервалындағы нурланыўдың энергиясының көлемлик тығызлығы.

Егер жийилиги ν болған нурланыўдың энергиясы монотонлы түрде тутасы менен үлкеймесе ямаса киширеймесе, онда мынадай шәртийн орынланыўы керек:

$$\frac{R}{N} T = \bar{E} = \bar{E}_\nu = \frac{L^3}{8\pi\nu^2} \rho_\nu,$$

$$\rho_\nu = \frac{R}{N} \frac{8\pi\nu^2}{L^3} T.$$

Динамикалық тең салмақлық шәртий түринде табылған бул қатнас тәжірийбеге тек қайшы келиўи менен бирге биз қарап атырған жағдайда эфир менен заттың арасында энергияның қандай да бир бир мәнисли тарқалыўы ҳаққында гәп етиўдиң мүмкин емес екенлигин тастыйықлайды. Ҳақыйқатында да, тербелислердиң интервалы қаншама кең етип алынса нурланыў энергиясы да үлкейеди хәм шеклик мәнис ушын биз мынаған ийе боламыз:

$$\int_0^\infty \rho_\nu d\nu = \frac{R}{N} \frac{8\pi}{L^3} T \int_0^\infty \nu^2 d\nu = \infty.$$

§ 2. Элементар квантларды Планк бойынша анықлаў ҳаққында

Енди биз Планк тәрәпинен элементар квантларға берилген анықламаның ол дәреткен "қара денениң нурланыўы" теориясынан ғәрезсиз екенлигин көрсетемиз.

Соның менен бирге $A_\nu \geq 0, 0 \leq \alpha_\nu \leq 2\pi$. Егер усындай қатарға жайыўды ўақыттың еске келген қәлеген басланғыш моменти ушын кеңисликтің берилген ноқатында қәлегенинше жийи жүргизетуғын болсақ, онда A_ν хәм α_ν шамалары ушын мәнислердиң хәр қыйлы жыйнақларын аламыз. Бундай жағдайда A_ν хәм α_ν шамаларының хәр қыйлы комбинацияларының қайталаныў жийилиги ушын

$$W = f(A_1, A_2, \dots, \alpha_1, \alpha_2, \dots) dA_1 dA_2 \dots d\alpha_1 d\alpha_2 \dots$$

түриндеги итималлық орын алады. Егер A ямаса α шамасының мәнислериниң бири басқа A ямаса α шамаларынан ғәрезсиз болса, онда

$$f(A_1, A_2, \dots, \alpha_1, \alpha_2, \dots) dA_1 dA_2 \dots d\alpha_1 d\alpha_2 \dots = F_1(A_2) F_1(A_2) \dots F_1(\alpha_1) F_2(\alpha_2) \dots,$$

шәртий орынланады хәм нурланыў ең күшли хаотик рәўиште жүреди. Егер A_ν хәм α_ν шамаларының жубы резонаторлардың базы бир айрықша группасының нурланыў хәм жутыў процесслеринен ғәрезли болса, онда биз қарап атырған жағдайда нурланыўды "мүмкин болған жағдайлардың ишиндеги ең хаотикалық" деп есаплаўға үлкен тийкар болады.

Усы ўақытларға шекем өткерилген барлық экспериментлердің нәтижелерине сәйкес келетуғын ρ_ν ушын арналған Планк формуласы былайынша жазылады⁵:

$$\rho_\nu = \frac{\alpha \nu^3}{e^{\frac{\beta \nu}{T}} - 1}.$$

Бул аңлатпада

$$\alpha = 6,10 \cdot 10^{-56},$$

$$\beta = 4,866 \cdot 10^{-11}.$$

$\frac{T}{\nu}$ қатнасының үлкен мәніслерінде, яғный узын толқын узынлықлары ушын бул формула шеклик мәніслер ушын мынадай формулаға айланады:

$$\rho_\nu = \frac{\alpha}{\beta} \nu^2 T.$$

Бул формуланың Максвелл теориясы менен электронлық теориядан келтирип шығарылған 1-параграфта келтирилген формулаға сәйкес келетуғынлығын аңсат көриўге болады. Бул формулалардың коэффициентлерин бир бирине теңеп мыналарды аламыз:

$$\frac{R}{N} \frac{8\pi}{L^3} = \frac{\alpha}{\beta},$$

$$N = \frac{\beta}{\alpha} \frac{8\pi R}{L^3} = 6,17 \cdot 10^{23}.$$

Демек, водород атомының салмағы $\frac{1}{N}$ грамм = $1,62 \cdot 10^{-24}$ грамм. Бул шама Планк тәрепинен алынған шама болып табылады ҳәм ол басқа усыллардың жәрдеминде алынған усы шаманың басқа да мәніслерине қанаатландырырлық дәрежеде сәйкес келеди.

Сонлықтын биз мынадай жуўмаққа келемиз: энергияның тығызлығы менен нурланыўдың толқын узынлығы қаншама үлкен болса, бизиң теориялық пикирлеримиз соншама жақсы ақланады. Бирақ киши толқын узынлықлары ушын олар пүткиллей жарамсыз болып шығады.

Буннан былай "қара денениң нурланыўы" нурланыўдың пайда болыўы ҳәм тарқалыўы ҳаққындағы қандай да бир көз-қараслардың тийкарында емес, ал тәжирийбеге байланыслы қаралады.

⁵ M.Planck. Ann. Phys., 1901, 4, 561.

§ 3. Нурланыудың энтропиясы хаққында

Буннан кейинги қарап шығылатуғын жағдайлар В.Винниң белгили жумысында бар хәм бул жерде тек баянлаудың толық болуы ушын келтириледі.

v көлемин ийелеп турған нурланыуды көз алдымызға келтирейик. Егер барлық жийиликлер ушын нурланыудың тығызлығы $\rho(v)$ анықланған болса, онда бул нурланыудың барлық бақланатуғын қәсийетлери толық анықланған деп болжаймыз⁶. Нурланыудағы хәр қыйлы жийиликлерди жумыс ислеместен хәм жыллылықты берместен бир биринен айырыуға болады деп есаплауға болатуғын болғанлықтан, нурланыудың энтропиясын

$$S = v \int_0^{\infty} \varphi(\rho, v) dv$$

түринде жазыу мүмкин. Бул аңлатпада φ арқалы ρ хәм v өзгериушилериниң функциясы белгиленген. Айналық дийуаллардың арасындағы нурланыуды адиабаталық қысқанда энтропия өзгермейди деп есапласақ, онда φ функциясын бир өзгериушиниң функциясына алып келиу мүмкин. Бирақ оның орнына биз қара денениң нурланыу нызамынан φ функциясын қалай келтирип шығарамыз.

"Қара денениң нурланыуы" ушын ρ жийилик v дың энергияның берилген мәнисинде энтропия максималлық мәниске тең болатуғындай функциясы болып табылады, яғный егер

$$\delta \int_0^{\infty} \rho dv = 0$$

болса, онда

$$\delta \int_0^{\infty} \varphi(\rho, v) dv = 0$$

теңлиги орын алады. Буннан $\delta \rho$ ушын v функциясын қәлеген түрде сайлап алғанда да

$$\delta \int_0^{\infty} \left(\frac{\delta \varphi}{\delta \rho} - \lambda \right) \delta \rho dv = 0$$

теңлигиниң орынлататуғынлығы келип шығады. Соның менен бирге λ шамасы v ден ғәрезли емес. Демек қара денениң нурланыуы ушын $\frac{\delta \varphi}{\delta \rho}$ тууындысы v ден ғәрезли емес.

⁶ Бул болжау ықтыярлы түрде алынған. Оны тәжирийбе бийкарлауға мәжбүрлемегенше биз усы жүдә әпиуайы болжауға сүйенемиз.

$v = 1$ көлемінде қара денениң нурланыуының температурасының dT өсими үшін

$$dS = \int_{v=0}^{v=\infty} \frac{\partial \varphi}{\partial \rho} d\rho dv$$

теңлемесі орынлы болады ямаса $\frac{d\varphi}{d\rho}$ тууындысы v дан ғәрезсиз болғанлықтан

$$dS = \frac{\partial \varphi}{\partial \rho} dE$$

аңлатпасы орынлы болады. dE шамасы берілген жыллылықтың шамасына тең хәм процесс қайтымлы болғанлықтан

$$dS = \frac{1}{T} dE$$

теңлиги орынланады. Салыстырыудың нәтижесінде

$$\frac{\partial \varphi}{\partial \rho} = \frac{1}{T}$$

қатнасына ийе боламыз. Бул қара денениң нурланыу нызамы болып табылады. Демек φ функциясы бойынша қара денениң нурланыу нызамын анықлауға болады екен хәм керисинше, бул нызамды интеграллап хәм $\rho = 0$ шәрти орынланғанда $\varphi = 0$ теңлигиниң орынланатуғынлығын есапқа алсақ, онда φ функциясын ала аламыз.

4-§. Нурланыудың киши тығызлығындағы монохромат нурланыудың энтропиясы ушы шеклик нызам

Усы ўақытларға шекем өткерилген тәжірийбелерде Вин тәрәпинен табылған "қара денениң нурланыу" нызамы болған

$$\rho = \alpha v^3 e^{-\beta \frac{v}{T}}.$$

нызамының дәл орынланбайтуғынлығы көрсетилди. Бирақ $\frac{v}{T}$ қатнасының үлкен мәнислери ушын бул нызам экспериментлерде жүдә жақсы орынланады. Бул формуланы бизиң есаплауларымыз ушын тийкар етип аламыз хәм берілген шеклерде бизиң нәтижелеримиздиң дурыс болатуғынлығын нәзерде тутамыз.

Жоқарыда келтирилген формуладан дәслеп

$$\frac{1}{T} = -\frac{1}{\beta v} \ln \frac{\rho}{\alpha v^3}$$

теңлигин аламыз. Буннан кейин буннан алдыңғы параграфта алынған қатнасты пайдаланып

$$\varphi(\rho, v) = -\frac{\rho}{\beta v} \left(\ln \frac{\rho}{\alpha v^3} - 1 \right)$$

аңлатпасына ийе боламыз. Енди жийиликлери v ден $v + dv$ ге шекемги интервалда жайласқан E энергиясына ийе берилген деп болжаймыз. Мейли бул нурланыў v көлемин ийелейтуғын болсын. Бул нурланыўдың энтропиясы

$$S = v \varphi(\rho, v) dv = -\frac{E}{\beta v} \left(\ln \frac{E}{v \alpha v^3} - 1 \right).$$

Энтропияның нурланыў бар көлемнен ғәрезлигин изертлеў менен шекленип хәм S_0 арқалы v_0 көлемдеги нурланыўдың энтропиясын белгилеп биз мынаны аламыз:

$$S - S_0 = \frac{E}{\beta v} \ln \left(\frac{v}{v_0} \right).$$

Бул теңлик киши тығызлыққа ийе монохромат нурланыўдың энтропиясының көлемнен ғәрезлигиниң идеал газдың ямаса суйық еритпениң энтропиясының көлемнен ғәрезлигиндей екенлигин көрсетеди. Буннан былай бул теңleme физикаға Больцман тәрепинен киргизилген принциптиң тийкарында интерпретацияланады. Бул принцип бойынша базы бир системаның энтропиясы бул системаның ҳалының итималлығының белгили бир функциясы болып табылады.

5-§. Молекулалық теориядағы газлердиң хәм суйық еритпелердиң энтропиясының көлемнен ғәрезлигин изертлеў

Молекулалық теорияның усылларының жәрдеминде энтропияны есаплағанда "итималлық" сөзи итималлықлар теориясында берилген анықламаға сәйкес келмейтуғын мәнисте жийи қолланылады. Гипотезаларды пайдаланбай хәм дедукция бойынша таллаў ушын теориялық жақтан мәселе жеткиликли дәрежеде анық болған жағдайларда "теңдей итималлықлар орын алған жағдайлар" жийи болжанады. Арнаўлы жумыста жыллылық процесслерин изертлегенде "статистикалық итималлық" деп аталатуғын түсиниктен келип шығыўдың толық жеткиликли екенлигин көрсетемен хәм усының менен Больцман принципин қолланыў жолында орын алатуғын логикалық қыйыншылықты сапластыраман деп үмит етемен. Бул жерде бул принциптиң тек дара жағдайлар ушын қолланғандағы улыўмалық формулировкасы келтириледі.

Егер системаның ҳалының базы бир итималлығы ҳаққында гәп етиў мәниске ийе болса хәм энтропияның өсимин үлкенирек итималлыққа ийе ҳалға өтиў деп қабыл етсек, онда системаның энтропиясы S_1 бул системаның бир заматлық ҳалы ушын

итималлық W_1 диң функциясы болып табылады. Демек, бир бири менен тәсир етиспейтуғын еки система ушын

$$S_1 = \varphi_1(W_1),$$

$$S_2 = \varphi_2(W_2),$$

аңлатпаларын жазыў мүмкин. Бул еки системаны энтропиясы S ке тең болған бир система деп есаплап

$$S = S_1 + S_2 = \varphi(W)$$

хәм

$$W = W_1 \cdot W_2$$

аңлатпаларын аламыз. Соңғы шәрт еки системаның ҳалларының бир биринен ғәрезсиз екенлигин аңғартады.

Бул қатнаслардан

$$\varphi(W_1 \cdot W_2) = \varphi_1(W_1) + \varphi_2(W_2)$$

хәм ақырында

$$\varphi_1(W_1) = C \ln W_1 + const,$$

$$\varphi_2(W_2) = C \ln W_2 + const,$$

$$\varphi(W) = C \ln W + const$$

аңлатпалары келип шығады.

Солай етип C шамасы универсаллық турақлы шама болып табылады. Газлердиң кинетикалық теориясынан оның мәнисиниң $\frac{R}{N}$ ге тең екенлиги келип шығады. Бул аңлатпадағы R хәм N шамалары жоқарыда көрсетилген мәнислерге ийе болады. Биз қарап атырған системаның белгили болған басланғыш ҳалының энтропиясын S_0 арқалы, ал энтропиясы S ке тең болған ҳалдың салыстырмалы итималлығын W арқалы белгилеп улыўма жағдай ушын биз

$$S - S_0 = \frac{R}{N} \ln W$$

формуласын аламыз.

Дәслеп төмендегидей дара жағдайды қарап өтемиз. ν_0 көлеминде қозғалатуғын бөлекшелердиң (мысалы молекулалардың) базы бир саны бар болсын (n дана). Соның менен бирге кеңисликте басқа да қозғалатуғын бөлекшелердиң бар болыўы мүмкин. Биз қарап атырған бөлекшелердиң кеңисликтеги қозғалысының нызамы ҳаққында ҳеш қандай болжаў исленбейди. Тек ғана усы қозғалысқа қатнасы бойынша кеңисликтің барлық бөлимлери (хәм бағытлар) теңдей хуқыққа ийе деп есапланады. Қарап атырылған қозғалыўшы бөлекшелердиң (нәзерде тутылған бөлекшелердиң

біріншиси) саны олардың бір бири менен тәсірлесиуін есапқа алмауға болатуғындай дәрежеде аз деп болжаймыз.

Биз қарап атырған системаға (мысалы, бул система идеал газ ямаса суйытылған еритпе болыуы мүмкин) энтропияның белгили бир мәниси S_0 сәйкес келеди. v_0 көлеминиң v бөлимине n дана қозғалыушы бөлекшелердиң барлығы жыйналды хәм системада басқа өзгерислер болмады деп есаплайық. Әлбетте бундай халға энтропияның басқа мәниси S сәйкес келеди хәм бизлер Больцман принципиниң жәрдемінде энтропиялардың мәнислериниң айырмасын излеймиз.

Биз мынадай сорау беремиз: соңғы халдың итималлығының дәслепки халдың итималлығына қатнасы қандай? Ямаса: тосыннан берилген моментте v_0 көлемінде бир биринен ғәрезсиз қозғалыушы n бөлекшениң барлығының v көлемде (тосыннан) болыуының итималлығы қандай?

"Статистикалық итималлық" болып табылатуғын усы итималлық ушын

$$W = \left(\frac{v}{v_0}\right)^n$$

мәниси алынатуғынлығы анық. Буннан Больцман принципине сәйкес мынадай аңлатпа алынады

$$S - S_0 = R \frac{n}{N} \ln \frac{v}{v_0}.$$

Термодинамикалық усыллар менен Бойль – Гей-Люссақтың⁷ хәм соған сәйкес келетуғын осмослық басымның ыызамлары аңсат алынатуғын бул қатнасты келтирип шығарыу ушын молекулалардың қозғалыс ыызамы хәққында хеш қандай болжауларды ойлап табыу талап етилмейди.

6-§. Больцман принципи тийкарында алынған монохромат нурланыудың энтропиясының көлемнен ғәрезлиги ушын аңлатпаның интерпретациясы

4-параграфта бизлер монохромат нурланыудың энтропиясының көлемнен ғәрезлиги ушын мынадай аңлатпаны алдық:

$$S - S_0 = \frac{E}{\beta v} \ln \left(\frac{v}{v_0}\right).$$

⁷ Егер E арқалы системаның энтропиясы белгиленген болса, онда

$$-d(E - TS) = pdv = TdS = \frac{Rn}{N} \frac{dv}{v}$$

аңлатпасын аламыз хәм усыған сәйкес

$$pv = R \frac{n}{N} T.$$

Бул аңлатпаны

$$S - S_0 = \frac{R}{N} \ln \left[\left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^{\frac{N E}{R \beta \nu}} \right]$$

түрінде жазып хәм оны Больцман принципін аңлататуғын

$$S - S_0 = \frac{R}{N} \ln W$$

түріндеги улыўмалық формула менен салыстырып биз мынадай жуўмаққа келемиз:

Егер жийилиги ν хәм энергиясы E болған монохромат нурланыў ν_0 көлеминиң (айна тәризли дийўаллар менен шекленген) ишинде болса, онда ўақыттың қәлеген берилген моментиндеги нурланыўдың барлық энергиясы ν_0 көлеминиң ν бөлиминде турыўының итималлығы

$$W = \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^{\frac{N E}{R \beta \nu}}$$

аңлатпасы менен бериледи. Буннан биз төменде келтирилген жуўмаққа келемиз.

Жыллылық теориясының мәнисинде киши тығызлыққа ийе монохромат нурланыў (Винниң нурланыў нызамын қолланыў областының шеклеринде) бир биринен ғәрезсиз $\frac{R \beta \nu}{N}$ шамасына тең энергия квантларынан туратуғын системаның қәсийетине ийе.

Бирдей температуралар ушын "қара денениң нурланыўының" энергиясының квантларының орташа энергиясын хәм молекулалардың салмақ орайының қозғалысының орташа кинетикалық энергиясын салыстырамыз. Кейинги орташа кинетикалық энергия $\frac{3}{2} \frac{R}{N} T$ шамасына тең. Ал Винниң формуласының тийкарында энергия квантының орташа мәниси ушын

$$\frac{\int_0^\infty \alpha \nu^3 e^{-\frac{\beta \nu}{T}} d\nu}{\int_0^\infty \frac{N}{R \beta \nu} \alpha \nu^3 e^{-\frac{\beta \nu}{T}} d\nu} = 3 \frac{R}{N} T$$

аңлатпасын аламыз. Бирақ жеткиликли дәрежеде киши тығызлыққа ийе монохромат нурланыў энтропияның көлемнен ғәрезлиги мәнисинде $\frac{R \beta \nu}{N}$ шамасына тең энергия квантларынан туратуғын дискрет орталықтай қәсийетке ийе болса, онда жақтылықтың пайда болыў хәм жутылыў нызамлары жақтылықтың өзи тап сондай энергия квантларынан туратуғын жағдайға сәйкес келеме деген сораў өз-өзинен туўылады. Бул сораў менен биз буннан былай шуғылланамыз.

7-§. Стокс қағыйдасы хақында

Мейли фотолюминесценсия процессинде монохромат жақтылық басқа жийиликтеги жақтылыққа айлансын. Жаңа ғана алынған нәтижелерге сәйкес жутылған жақтылық та, қоздырылған жақтылық та энергиясының шамасы $(R/N)\beta\nu$ ге тең болған квантлардан турады деп болжайық. Бул аңлатпада ν арқалы сәйкес жийилик белгиленген. Бундай жағдайда айланыу (превращение) процессин былайынша түсиндириу мүмкин. Пайда болған жийилиги ν_1 ге тең энергия кванты жутылады хәм ол (ең болмағанда энергия квантларының тарқалыуы жеткиликли дәрежеде киши тығызлыққа ийе болғанда) өз гезегинде жийилиги ν_2 болған жақтылық квантының пайда болыуының себеби болып табылады. Жақтылық кванты жутылғанда усы жутылуы менен бир ўақытта жийиликлери ν_3, ν_4 х.т.б. болған жақтылық квантларының және басқа түрдеги энергияның (мысалы, жыллылық) пайда болыуы мүмкин. Усы ақырғы нәтижениң қандай аралықлық процесслер арқалы әмелге асыуының әҳмийети жоқ. Егер люминесценсия бақланатуғын дене энергияның стационар дереги болып табылмайтуғын болса, энергияның сақланыуы нызамына сәйкес пайда болған кванттың энергиясы жутылған кванттың энергиясынан үлкен болыуы мүмкин емес. Демек

$$\frac{R}{N} \beta \nu_2 \leq \frac{R}{N} \beta \nu_1 \text{ ямаса } \nu_2 \leq \nu_1.$$

Бул белгили Стокс қағыйдасы болып табылады.

Мына жағдайды айрықша атап өтиу керек. Бизің пикиримизше әззи жақтыландырғанда хәм бирдей болған басқа да бирдей шараятларда қоздырылған жақтылықтың саны қоздыратуғын жақтылықтың интенсивлигине пропорционал болыуы керек. Себеби энергияның хәр бир қоздырыушы кванты басқа қоздырыушы квантлардың тәсиринен ғәрезсиз жоқарыда айтылған элементар процесслердің бирин жүзеге келтиреді. Дара жағдайда қоздырыушы жақтылықтың төменги шегарасын көрсетиуге болмайды. Бул шегараның сыртында жақтылық люминесценсияны жүзеге келтире алмайды.

Усы жерде баянланған көз-қарасларға сәйкес төмендегидей жағдайларда Стокс қағыйдасынан ауытқыулардың болыуы мүмкин:

1. Процесске бир ўақытта қатнасуатын көлем бирлигиндеги квантлардың саны қоздырылған жақтылықтың бир кванты энергияны қоздырыушы көп санлы квантлардан алатуғындай дәрежеде көп болатуғын жағдайда.

2. Виннің нызамын қолланыў областында қоздырыўшы (ямаса қозған) жақтылық "қара денениң нурланыўының" характеристикаларынан басқа энергиялық характеристикаларға ийе болса, яғный, мысалы, қоздыратуғын жақтылық қарап атырылған толқын узынлығы ушын Виннің нызамы орынланбайтуғын жоқары температураға ийе дене тәрепинен шығарылатуғын болса.

Соңғы мүмкиншилик айрықша дыққатты талап етеди. Бул жерде раўажландырылып атырған көз-қараслар бойынша "Винлик емес" нурланыўдың хәтте киши интенсивликте де Виннің нызамы орынланатуғын областтағы "қара денениң нурланыўынан" басқа энергетикалық қәсийетке ийе болыўы бийкарланбайды.

8-§. Қатты денелерди жақтыландырғанда катод нурларының қоздырылыўы

Фотоэлектрлик қубылысларды түсиндириўге тырысқанда жақтылықтың энергиясы нурландырылып атырған кеңисликте үзликсиз тарқалады деген әдеттеги көз-қарас айрықша үлкен қыйыншылықларға ушырайды. Бундай қыйыншылықлар ҳаққында Ленардтың белгили жумысында табыў мүмкин⁸.

Қоздырыўшы жақтылықтың энергиясы $\left(\frac{R}{N}\right)\beta\nu$ шамасына тең квантлардан туратуғынлығы ҳаққындағы көз-қарас катод нурларының пайда болыўын былайынша түсиндиреди. Денениң бетлик қатламына квантлар киреди ҳәм олардың энергиясының дым болмаса бир бөлими электронлардың кинетикалық энергиясына айланады. Бир жақтылық квантының энергиясын бир электронға бериўи әпиўайы мысал болып табылады. Усындай қубылыс ҳақыйқатында да жүзеге келеди деп болжаймыз. Бирақ электронлардың жақтылық квантларының энергиясының тек бир бөлимин алыўы мүмкин болған жағдайды да бийкарлаўдың кереги жоқ. Денениң ишиндеги кинетикалық энергияға ийе электрон денениң бетине келгенде өзиниң кинетикалық энергиясының бир бөлимин жоғалтады. Усының менен бирге денеден шығыўшы ҳәр бир электрон базы бир P жумысын ислеўи керек деп болжаймыз (берилген дене ушын характерли болған). Денениң тиккелей бетинде қозған тезликтің тек нормал қураўшысына ийе болған электронлар тезликтің сол ең үлкен нормал қураўшысы менен денени таслап кетеди. Бундай электронлардың

⁸ P.Lenard. Ann. Phys., 1902, 8, 169 ҳәм 170.

кинетикалық энергиясы мынаған тең

$$\frac{R}{N}\beta\nu = P$$

Егер дене оң Π потенциалына шекем зарядланған болса және ноллик потенциалға ийе өткізгіштер менен қоршалған болса және Π потенциалы дененің зарядты жоғалтыуына тосқынлық жасайтуғын болса, онда

$$Pe = \frac{R}{N}\beta\nu - P$$

ямаса

$$PE = R\beta\nu - P'$$

шәрті орынланады. Бул аңлатпада e арқалы электронның заряды белгіленген. E бірдей зарядлы электронлардың грамм-эквивалентинің зарядын аңлатады. P' болса усындай мұғдардағы теріс зарядтың денеге салыстырғандағы потенциалы⁹.

$E = 9,6 \cdot 10^3$ деп болжайық. Бундай жағдайда $\Pi \cdot 10^{-8}$ дененің вакуумде нурландырылуының нәтижесінде алатуғын потенциалының вольттердегі мәнісі.

Келтирилип шығарылған қатнастың тәжірибеге нәтижелері менен шамалардың тәртібі бойынша сәйкес келетуғынлығын көріу үшін биз $P' = 0$, $\nu = 1,03 \cdot 10^{15}$ (бул шама Қуяш спектринің ультрафиолет шегарасына сәйкес келеді) және $\beta = 4,866 \cdot 10^{11}$ шамаларын аламыз. Бундай жағдайда $\Pi \cdot 10^{-8} = 4,3$ вольт шамасын аламыз. Алынған нәтиже шамасының тәртібі бойынша Ленардтың нәтижелеріне сәйкес келеді¹⁰.

Егер келтирип шығарылған формула дұрыс болса, онда Π қоздырыушы жақтылықтың жиілігінің функциясы сыпатында декарт координаталар системасында тууы сызық түрінде сұйретленеді. Оның қыялығы изертлениліп атырған заттың тәбиатынан ғәрезлі емес.

Маған белгили болғанындай, бизің фотоэлектрлік процесслер қаққындағы көз-қарасларымыз Ленардтың бақлауларына қайшы келмейді. Егер қоздырыушы жақтылықтың хәр бир кванты басқа квантлардан ғәрезсіз электронларға беретуғын болса, онда электронлардың тезліклер бойынша тарқалуы, яғнай пайда болған катод нурларының қәсийеті, қоздырыушы жақтылықтың интенсивлігінен ғәрезсіз болуы, екінші тәрәптен басқа барлық бірдей болған шараятларда денени

⁹ Егер айырым электрон жақтылықтың тәсірінде нейтрал молекуладан базы бир жумысты жумсап жулып алынатуғын болса, онда келтирилген қатнас өзгермейді. Бундай жағдайда P' шамасын еки қосылушының қосындысы деп қарау керек.

¹⁰ P. L e n a r d . Ann. Phys., 1902, 8, 165 и 184, табл. 1, фиг. 2.

таслап шығыушы электронлардың саны қоздырыушы жақтылықтың интенсивлигине пропорционал болыуы керек¹¹.

Жоқарыда айтылып өтилген нызамлықлардың мүмкин болған қолланылуы областы қаққында Стокс қағыйдасынан аұйтқыұлар қаққында айтылғанда исленген ескертиұлердей гәплерди келтириу мүмкин.

Биз жоқарыда қоздырыушы жақтылықтың энергиясының кеминде бир бөлеги толығы менен тек бир электронға бериледи деп болжадық. Усындай болжаудан бас тартып, биз жоқарыда келтирип шығарылған теңлемениң орнына мынадай теңлемени аламыз:

$$PE + P' \leq R\beta\nu.$$

Жоқарыда қарап өтилген процесске қарама-қарсы болған катодлық люминесценсия ушын төмендеги аңлатпаны аламыз:

$$PE + P' \geq R\beta\nu.$$

Ленард тәрепинен изертленген затлар ушын PE көбеймеси барлық уақытта $R\beta\nu$ көбеймесинен әдеуір үлкен болды. Сонлықтан көринетуғын жақтылықтың алыныуы ушын зәрүрли болған катод нурларының тезлениуиниң ең киши кернеуиниң шамасы бир жағдайларда жүзлеген, ал басқа жағдайларда мыңлаған вольтке жеткен¹². Сонлықтан бир электронның энергиясы көп санлы жақтылық квантларының пайда болыуы ушын жумсалды деп болжау керек.

9-§. Газлердин ультрафиолет жақтылық пенен ионласыуы

Ультрафиолет жақтылық пенен газди ионластырғанда ҳәр бир жутылушы квант газдиң бир молекуласын ионластырады деп болжаймыз. Буннан дәрхәл мынадай жуўмақты шығару мүмкин: молекуланың ионласыуының энергиясының шамасы (яғный, теориялық жақтан зәрүрли болған энергия) жутылған ионластырыушы кванттың энергиясынан үлкен болыуы мүмкин емес. Ҳәр грамм-эквивалент ушын (теориялық) ионласыу энергиясының мәнисин J арқалы белгилеп биз

$$R\beta\nu \geq J$$

теңсизлигине ийе болыуымыз керек. Сол Ленардтың өлшеулері бойынша ҳауа ушын ең үлкен ионластырыушы толқын узынлығы шама менен $1,9 \cdot 10^{-5}$ см ди қурайды.

¹¹ P. L e n a r d . Ann. Phys., 1902, 8, 150 и 166—168

¹² P.Lenard. Ann. Phys., 1903, 12, 469.

Демек

$$R\beta v = 6,4 \cdot 10^{12} \text{ эрг} \geq J$$

теңлигине ийе боламыз.

Ионласыу энергиясы ушын жоқары шегараны сийреклетилген газлердеги ионласыу потенциалларын өлшеуден алыу мүмкин. Штарк бойынша¹³ ҳауа ушын өлшенген ең киши ионласыу потенциалы (платинадан соғылған анодларда) шама менен 10 в ке тең¹⁴. Демек J ушын жоқары шегара $9,6 \cdot 10^{12}$ алынады. Бул шама жоқарыда табылған мәниске дерлик дәл келеди. Тәжирийбеде тексерип көриу оғада әҳмийетли болған және бир нәтийже бар. Егер жақтылық квантын жутқан ҳәр бир молекула ионласатуғын болса, онда жутылған жақтылықтың муғдары L менен усындай жағдайда ионласқан грамм-молекулалар j арасында

$$j = \frac{L}{R\beta v}$$

түриндеги қатнастың орын алыуы керек. Егер бизиң көз-қарасларымыз ҳақыйқатлыққа сәйкес келетуғын болса, ионласыу менен бирге болатуғын сезилерликтей жутылыу (берилген жийилик ушын) орын алмайтуғын ҳәр бир газ ушын бул қатнастың орынланыуы лазым.

Берн, 1905-жыл 17-март.

Редакцияға 1905-жылы 18-март күни келип түсти.

¹³ J.Stark. Die Elektrizität in Gasen. Leipzig, 1902, S. 57.

¹⁴ Газдиң ишинде терис ионлар ушын ионизация потенциалының мәниси кеминде бес есе жоқары.