

SU(2) ба SU(3) бүлэгт суурилсан латтис гэж онолуудаас гарах физик үр дүнгүүдийн ялгаа

Г. Энхтуяа*, Ч. Содбилэг, П. Баттогтох

Латтис КХД-ын лаборатори, Онолын физикийн салбар, Физик технологийн хүрээлэн, Шинжлэх ухааны академи

Энэ ажлаар бид кварк хоорондын өнгөний харилцан үйлчлэлийг илэрхийлдэг SU(2) ба SU(3) бүлэгт суурилсан онолууд, тэдгээрийн ялгаатай болон адил талуудыг судлав. Мөн эдгээр онолуудаас гарах физик үр дүнгүүдийн ялгааг өмнө нь хийгдсэн ажлуудыг харьцуулах замаар тодорхойллоо. Ингэхдээ урсгалын хоолойн өргөн, таталцлын коэффициент, кварк хоорондын потенциал зэрэг хэмжигдэхүүнүүдийг харьцуулсан. Харьцуулсан бүх хэмжигдэхүүнүүдийн хувьд SU(3) онолоос гарсан үр дүн нь SU(2) онолоос гарсан үр дүнгээс тоон утгаараа их байгааг олж тогтоолоо.

PACS numbers: 11.15 Na, 12.38 Gc.

I. ОРШИЛ

Цэвэр SU(N) онол нь их температур дахь деконфайнмент фазаас бага температуртай конфайнмент фаз руу шилжих фазын шилжилтийг илэрхийлдэг. SU(2) болон SU(3) групууд нь абелын бус гэж групууд юм. SU(2) гэж груп нь гурван үүсгэгчтэй Паулын матрицаар илэрхийлэгддэг. SU(3) гэж груп нь найман үүсгэгчтэй Гейл Манны матрицаар илэрхийлэгддэг. Квант хромодинамикт дээрх хоёр груп нь кваркуудын хоорондын “өнгө”-ний харилцан үйлчлэлийг илэрхийлдэг. SU(2) группыг кваркуудын хоорондох харилцан үйлчлэлийг тооцохдоо илүү хялбар, ерөнхий тохиолдол болгон ашигладаг. Гэсэн хэдий ч энэ бүлэгт суурилсан онол нь кварк хоорондын харилцан үйлчлэлийн талаар тодорхой, чухал мэдээллүүдийг өгч чаддаг. Харин кваркуудын өнгөний харилцан үйлчлэлийг бүрэн, яг нарийн илэрхийлэх онол бол SU(3) бүлэгт суурилсан онол юм. Кваркуудын хоорондын харилцан үйлчлэлийг зөөдөг найман төрлийн глюон байдаг бөгөөд SU(3) группын найман үүсгэгч нь эдгээр глюонуудыг илэрхийлнэ. Дээрх хоёр группэд суурилсан онолоос гарах физик үр дүнгүүд нь шинж чанар, хамаарлын хувьд адил боловч тоон утгын хувьд ялгаа гардаг. Мөн эдгээр хоёр онол нь кваркуудын конфайнмент төлвөөс деконфайнмент төлөвт шилжих фазын шилжилтийн эрэмбээрээ ялгаатай. Өөрөөр хэлбэл, SU(2) бүлэгт суурилсан онол нь хоёрдугаар эрэмбийн фазын шилжилттэй бол SU(3) нь нэгдүгээр эрэмбийн фазын шилжилттэй. Хоёрдугаар эрэмбийн фазын шилжилт нь тасралтгүй шинж чанартай байдаг

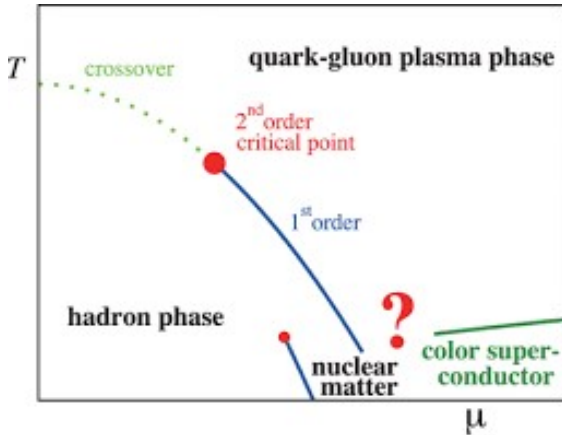
бол нэгдүгээр эрэмбийн фазын шилжилт нь тасралттай шинж чанартай байдаг. Тиймээс деконфайнмент төлөвт шилжиж байгааг илэрхийлж, эрэмбийн параметр болдог физик хэмжигдэхүүнүүдийн шинж чанар нь деконфайнмент болох цэг дээр ялгаатай байдаг. Finite-size scaling шинж чанарыг судласнаар фазын шилжилтийн эрэмбийг ялгаж, бэхэлж өгдөг. Өөрөөр хэлбэл, хоёрдугаар эрэмбийн фазын шилжилтийн хувьд finite-size эффект үр дүнд тийм ч их нөлөө үзүүлдэггүй байхад нэгдүгээр эрэмбийн шилжилтийн хувьд finite-size эффект чухал нөлөөтэй байдаг. Тухайлбал, өгөгдсөн N_τ -ийн хувьд критик температурт харгалзах критик холбоосын тогтмол (β_c)-ийг тогтооход SU(2) онолын тохиолдолд тухайн нэг огторгуйн эзлэхүүнтэй латтис дээр тодорхойлсон β_c бусад өөр, ялгаатай эзлэхүүний хувьд ижил тодорхойлогддог бол SU(3) онолын хувьд критик холбоосын тогтмол латтисын огторгуйн эзлэхүүнээс хамаарч өөрчлөгдөж байдаг буюу өөрөөр хэлбэл, латтисын эзлэхүүн ихсэхэд β_c -ийн утга ихэсдэг. Тиймээс бид SU(3) онолын хувьд тухайн нэг N_τ -д харгалзах β_c -ийн тодорхой нэг утгыг ашиглахын тулд хязгааргүй эзлэхүүнтэй байх термодинамик хязгаар руу экстраполяци хийх шаардлагатай болдог. Экстраполяци хийх энэ үйлдэл нь дараах

$$\beta_c(N_\tau, \infty) = \beta_c(N_\tau, N_\sigma) - h \left(\frac{N_\tau}{N_\sigma} \right)^3 \quad (1)$$

гэсэн тэгшитгэлийн дагуу хэрэгждэг [1]. Энд $h \leq 0.1$ байна. Тиймээс латтисын орон зайн том эзлэхүүн болон өндөр статистик нь нэгдүгээр эрэмбийн шилжилтийн цэвэр сигналыг ялгаж авахад шаардлагатай байдаг. Мөн нэгдүгээр

* Electronic address: enkhtuya.galsandorj@gmail.com

эрэмбийн шилжилтийн цэвэр сигналыг гарган авахад латтисын огторгуйн өргөсөлт N_s нь хугацааны өргөсөлт N_t -аас хамгийн багадаа зургаа дахин их байх ёстой гэдгийг [2]-д тогтоосон байдаг. $SU(2)$ гэйж онолын тохиолдолд бид үр дүнг гурван хэмжээст Ising моделин үр дүнтэй харьцуулж, шалгаж үздэг бол $SU(3)$ гэйж онолын тохиолдолд бид оронд нь гурван-төлөвт Potts моделиг авч үздэг. Мөн $SU(2)$ нь $Z(2)$ төвийн симметртэй байдаг бол $SU(3)$ нь $Z(3)$ төвийн симметртэй байдаг. КХД-ын фазын диаграмыг авч үзвэл нэгдүгээр эрэмбийн фазын шилжилт нь барионы нягт өндөр байх мужид тохиолдоно гэж үздэг. Зураг 1-т фазын диаграмын зургийг харууллаа. Зургаа нэг ба хоёрдугаар эрэмбийн фазын шилжилтүүд болох критик цэгүүдийг харж болно.



Зураг 1. КХД-ын фазын диаграм.

Quenched ойролцоолол буюу динамик кваркуудыг тооцоогүй цэвэр гэйж орны тохиолдолд деконфайнмент болох критик температур нь $SU(3)$ онолд 208МэВ, 260МэВ, 280МэВ зэрэг утгууд тодорхойлогддог бөгөөд энэ нь $SU(2)$ онолоос гардаг үр дүнтэй харьцуулахад их утгатай байна. Кваркуудын төрлүүдийг тооцох үед энэ утга буурдаг. Энэхүү өгүүлэл нь дөрвөн бүлгээс бүрдэнэ. Нэгдүгээр бүлэгт оршил хэсгийг, хоёрдугаар бүлэгт нэг ба хоёрдугаар эрэмбийн шилжилтүүдийн талаар, тэдгээрийн онцлогуудын талаар онолын хэсгийг тус тус багтаасан. Гуравдугаар бүлэгт физик хэмжигдэхүүний тоон утганд гардаг ялгааг эдгээр онолуудаас гарсан үр дүнгүүдийг харьцуулан тодорхойлсон. Бүлэг дөрөвт дүгнэлтийг оруулсан.

II. ЭРЭМБИЙН ПАРАМЕТРУУД

A. Таталцлын коэффициент

Конфайнмент үзэгдлийн гол учир шалтгаан болсон зайнаас шугаман хамаарч өсдөг потенциал нь температур ихсэхэд буурч эхэлдэг. Ийнхүү буурсаар деконфайнмент болох критик температур дээр тэг болж байвал хоёрдугаар эрэмбийн фазын шилжилт, температураас хамаарч буурсан хэдий ч критик температур дээр тодорхой утгатай байвал нэгдүгээр эрэмбийн фазын шилжилт явагдаж байна гэж үздэг. Энэхүү температураас хамаарч потенциал буурч байгаагийн шалтгаан нь потенциалын зайнаас шугаман хамаарлын коэффициент болох таталцлын коэффициент (σ) нь температураас хамаарч буурч эхэлдэгээс болдог. Тиймээс энэ таталцлын коэффициентын бууралт нь мөн дээрх потенциалтай нэгэн адил хамаарлаар нэг, хоёрдугаар эрэмбийн фазын шилжилтийг ялгадаг. Өөрөөр хэлбэл, нэгдүгээр эрэмбийн шилжилтийн үед критик температур дээр тэг бус утгатай байдаг бол хоёрдугаар эрэмбийн шилжилтийн үед таталцлын коэффициент температураас хамаарч тасралтгүй буурсаар критик температур дээр тэг болдог. Тиймээс таталцлын коэффициент σ нь $SU(2)$ онолын тохиолдолд конфайнмент болон деконфайнмент фазуудыг ялгах эрэмбийн параметр болон ашиглагддаг. $SU(3)$ онолоор таталцлын коэффициентыг тооцохдоо $SU(2)$ онолд бидний тооцоолдог байсан аргатай ижил техник хэрэглэн гаргаж авдаг.

Температураас хамааралтай таталцлын коэффициентыг түүний тэг температур дээрх утганд нормчлоход Nambu-Goto-ын моделээр илэрхийлэгддэг. $SU(2)$ онолд

$$\frac{\sigma(T)}{\sigma(0)} = \sqrt{1 - \frac{T^2}{T_c^2}} \quad (2)$$

гэж өгөгддөг бол $SU(3)$ онолд

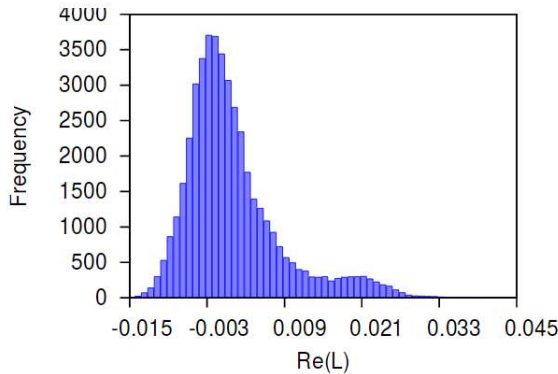
$$\frac{\sigma(T)}{\sigma(0)} = a \sqrt{1 - b \frac{T^2}{T_c^2}} \quad (3)$$

гэж өгөгддөг [3]. Тэгшитгэл 3-д байгаа a , b коэффициентуудын утгууд нь энэ тэгшитгэлийн дагуу таталцлын коэффициентын датанд фит хийснээр гарч ирдэг. Энэ нь критик температур дээрх таталцлын коэффициентын тэг бус утганд хүргэдэг. [3] ажилд $\sigma(T_c)/\sigma(0) = 0.121(35)$ гэж гаргасан бөгөөд энэ нь нэгдүгээр эрэмбийн фазын шилжилтийн баталгаа юм.

B. Поляковын гогцоо

КХД-т Поляковын гогцоо нь эрэмбийн параметр болж ашиглагддаг. Өөрөөр хэлбэл Поляковын

гогцооны дундаж утга тэгтэй тэнцүү, $\langle L \rangle = 0$, байвал конфайнмент фаз, дундаж утга тэг бус утгатай, $\langle L \rangle \neq 0$, байвал деконфайнмент фазад байна гэж ялгадаг. SU(2) онолд Поляковын гогцоо нь бодит утгатай байдаг бол SU(3) онолд Поляковын гогцоо нь комплекс утга авдаг. Цэвэр SU(3) онолд, критик цэг дээр конфайнмент болон деконфайнмент фазууд зэрэгцэн оршиж байдаг ба үүнээс шалтгаалж SU(3) онолд, T_c -гэй ойр (T_c -аас бага) байх температурын утганд симуляци явуулах үед деконфайнмент фазын хольц орж ирдэг. Үүнийг Поляковын гогцооны хугацааны гистограммыг байгуулснаар харж болно. Зураг 2-т харагдаж байгаа жижиг пик нь деконфайнмент фазын хольцыг харуулж байна.



Зураг 2. Поляковын гогцооны гистограм, $0.98T_c$ [4].

Харин критик цэг дээр ижил хэмжээтэй, бие биенээсээ сайн салсан, Гаусс-төст хоёр пик илэрдэг. Энэ нь конфайнмент ба деконфайнмент фазууд нь критик цэг дээр зэрэгцэн оршиж байгааг харуулдаг. SU(2) онолд Поляков гогцооны гистограм нь ямар ч температурын хувьд нэг пиктэй байдаг.

С. Поляковын гогцооны мэдрэх чадвар

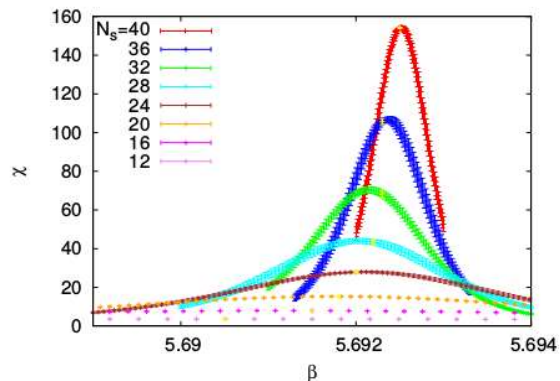
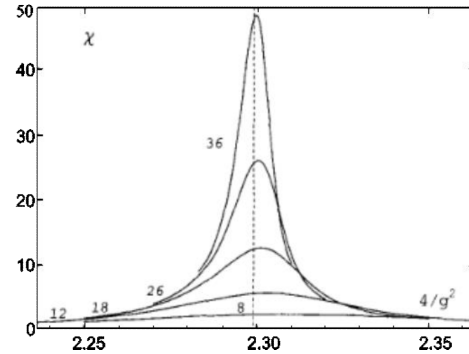
Поляков гогцооны мэдрэх чадвар нь $\chi = V \cdot (\langle L^2 \rangle - \langle L \rangle^2)$ гэж тодорхойлогддог. Энд $V = N_s^3$ буюу латтисын огторгуйн эзлэхүүн юм. Энэ мэдрэх чадвар нь нөгөө талаас эрэмбийн параметр болох Поляков гогцооны флукуацыг илэрхийлдэг. Энэ хэмжигдэхүүний хувьд нэг хоёрдугаар эрэмбийн фазын шилжилтийн үед шилжилтийн цэгийн ойролцоо пик илэрдэг. Пикийн өндөр, өргөн зэрэг хэмжигдэхүүнүүдийн хэмжээ нь finite-size scaling онолоор тайлбарлагддаг. Finite-size scaling онол нь симметр латтисын хуваарь дээр түүний өндөр $\chi_{max}(V)$ болон өргөн $\delta\beta_c(V)$ -г дараах зэрэгт функцаар

$$\chi_{max}(V) \sim V^\rho, \quad \delta\beta_c(V) \sim V^{-\sigma} \quad (4)$$

гэж таамагладаг ба пикийн байрлал $\beta_c(V)$ нь $\beta_c(V) - \beta_c(\infty) \sim V^{-\sigma}$ болж шилждэг [5]. Нэгдүгээр эрэмбийн шилжилтийн хувьд эдгээр зэргүүд нь огторгуй нь d гэсэн хэмжээтэй үед $\rho = \sigma = d$ байна гэж таамагладаг. Хоёрдугаар эрэмбийн шилжилтийн хувьд finite-size scaling нь $\rho = \gamma/\nu$, $\sigma = 1/\nu$ (γ ба ν нь стандарт критик экспонент) гэж таамагладаг бөгөөд эдгээрийн утга нь d гэсэн утгыг тооцдог нэгдүгээр эрэмбийнхээс бага байдаг.

3-н хэмжээт Ising моделин хувьд энгийн хоёрдугаар эрэмбийн шилжилттэй бөгөөд жишээлбэл ν ба η экспонентуудын хувьд сайн мэдэх дахин нормчлолын группын үр дүн нь $\gamma/\nu = 2 - \eta = 1.969(5)$ ба $1/\nu = 1.590(1)$ гэсэн үр дүнг өгдөг ба өргөтгөсөн finite-size scaling баталгаа нь эдгээр утгуудтай таардаг буюу өөрөөр хэлбэл, $\rho = 1.98(2)$ байдаг.

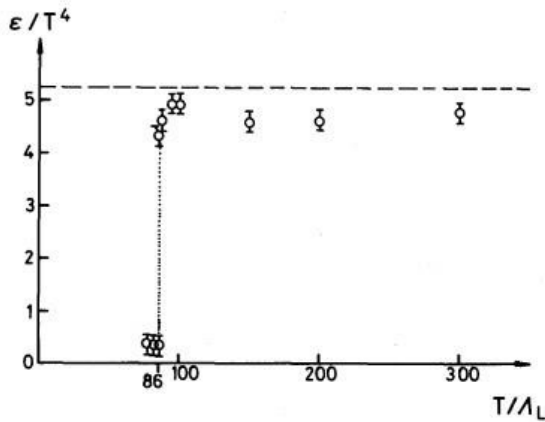
$N_\tau = 4$ үед, огторгуйн эзлэхүүн өөр өөр хэмжээтэй үед Поляков гогцооны мэдрэх чадварыг SU(2) ба SU(3) онолуудад тус тус зурсныг Зураг 3-т харууллаа. Зургаас харахад SU(2) онолын хувьд латтисын огторгуйн эзлэхүүн өөрчлөгдөхөд пикийн байрлал бараг өөрчлөгдөхгүй байхад, SU(3) онолын хувьд эзлэхүүнээс хамаарч пикийн байрлал шилжиж байгаа нь харагдаж байна. Иймээс SU(3) онолын хувьд β_c -ийн утгыг хязгааргүй том эзлэхүүнтэй байх хязгаар руу Тэгшитгэл 1-ийг ашиглан экстраполяци хийдэг.



Зураг 3. Поляковын гогцооны мэдрэх чадвар. Дээд: $SU(2)$ [6], Доод: $SU(3)$ [7].

Д. Энергийн нягт ба нуугдмал дулаан

Нэгдүгээр эрэмбийн фазын шилжилт болох цэг дээр хоёр фаз хугацааны нэг агшинд нэгэн зэрэг оршин байдаг гэдгийг бид өмнө дурдсан. Тэдгээрийн хоорондын балансыг хадгалахын тулд энэ хоёр фазад даралт нь ижил байх ёстой. Харин нөгөө талаас энергийн нягтууд нь эдгээр хоёр фазад ялгаатай байх ёстой. Энэ энергийн нягтын ялгааг **нуугдмал дулаан** гэж нэрлэдэг. Энэ хэмжигдэхүүн нь нэгдүгээр эрэмбийн шилжилтийг тодорхойлдог хамгийн чухал физик хэмжигдэхүүнүүдийн нэг юм. Фазын шилжилтийн үед авч үзэж байгаа энэ хэмжигдэхүүн нь шинэ материйн төлөв үүсгэхийн тулд системд хэр их энерги шаардлагатай вэ? гэдгийг илэрхийлдэг. $SU(2)$ онолд энэ хэмжигдэхүүн нь тэг утгатай байдаг бол $SU(3)$ онолд тэг бус утгатай байна. Нуугдмал дулаан нь критик цэг дээрх энергийн нягтын тасралтаар илэрхийлэгдэнэ. Зураг 3-т $SU(3)$ онолын энергийн нягт температураас хамаарах хамаарлыг харууллаа. Зургаас критик температур дээр энергийн нягтын тасралт ажиглагдаж байгаа нь харагдаж байна. Энэ зөрөөг нуугдмал дулаан гэж нэрлэдэг.



Зураг 4. Энергийн нягт температураас хамаарах хамаарал [9].

Нуугдмал дулааныг

$$\Delta \epsilon = \frac{1}{4} \frac{1}{N_s^3 N_\tau} \frac{12}{g_0} \beta(g_0) \Delta \langle P \rangle \quad (5)$$

гэж тооцоолно. Энд $P = P_\tau + P_s$, $\beta(g_0) = a \frac{\partial g_0}{\partial a}$ буюу β -функц. β -функцыг оруулвал

$$\Delta \epsilon = \frac{1}{4} \frac{1}{N_s^3 N_\tau} \frac{12}{g_0} \left(\frac{11}{(4\pi)^2} + \frac{102^4}{4\pi} g_0^2 + \dots \right) \Delta \langle P \rangle \quad (6)$$

гэсэн хэлбэртэй болно [8]. Эндээс плакетын тасралтыг хэмжсэнээр энергийн нягтын

тасралтыг тооцоолж болно гэдэг нь харагдаж байна.

III. ФИЗИК ҮР ДҮНГҮҮДИЙН ХАРЬЦУУЛАЛТ

А. Холбоосын тогтмол

Ижил температуртай үед $SU(3)$ онолын холбоосын тогтмол $g^2(T)$ нь $SU(2)$ онолынхтой харьцуулахад бага утгатай байдаг. Жишээлбэл [10] ажилд $SU(3)$ -т $g^2(2T_c) = 2.0$ байхад $SU(2)$ -т 2.7 байна гэж харуулсан байна. Үүнтэй аналогоор латтис нэгжээр илэрхийлэгдсэн хэмжигдэхүүнийг физик нэгж рүү шилжүүлэхэд ашиглагддаг scaling function нь ялгаатай байдаг. Өөрөөр хэлбэл хөндөх онолын β -функцын scale параметр нь $SU(3)$ -т $SU(2)$ -ынхоос бага зэргийн их байдаг. Scale параметрыг $SU(2)$ онолд $\Lambda = 100$ МэВ гэж авч үздэг бол [11] ажилд $SU(3)$ онолын Λ парметрыг 247 (16) МэВ гэж тооцсон байна. Иймээс $g^2 = \frac{2N}{\beta}$ гэсэн хамаарлын дагуу ижил температурт харгалзах латтис холбоосын тогтмол β -ын утга $SU(3)$ онолд их, $SU(2)$ онолд бага утгатай байдаг. Үүнийг Хүснэгт 1-ээс харж болно.

Хүснэгт 1. $N_\tau = 8$ үед ижил температурт харгалзах $SU(2)$ ба $SU(3)$ онолын латтис холбоосын тогтмол.

Температур, T_c	Холбоосын тогтмол (β)	
	$SU(2)$	$SU(3)$
$0.75T_c$	2.435	5.895
$0.86T_c$	2.475	5.973
$0.98T_c$	2.515	6.050
$1.13T_c$	2.560	6.143
$1.29T_c$	2.600	6.233

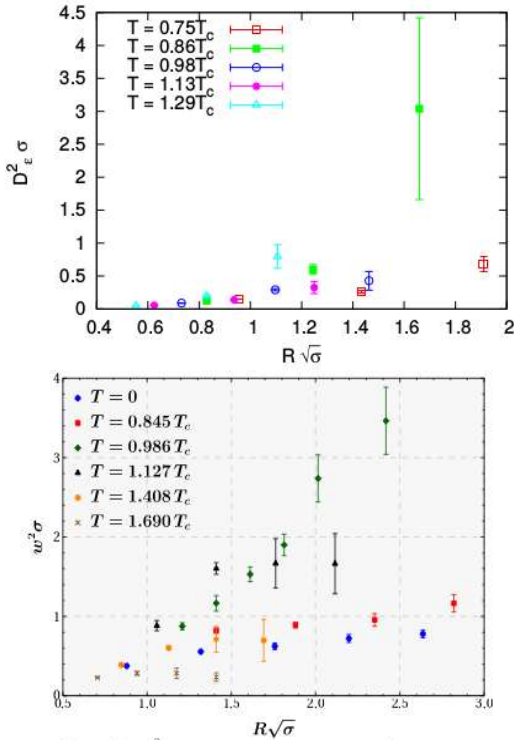
В. Глюоны урсгалын хоолойн өргөн

Конфайнмент фазад, температур ихсэхэд урсгалын хоолойн өргөн ихэсдэг. Харин декофайнмент цэгээс эхлэн температур ихсэхэд өргөн буурдаг. Энэ нь конфайнмент фазад холбоосын тогтмол $g^2(T)$ бага байхад өргөн их, $g^2(T)$ их байхад өргөн бага байна гэсэн үг. Харин деконфайнмент фазад $g^2(T)$ -ын бага утганд урсгалын хоолойн өргөний бага утга харгалзана гэсэн үг юм. Үүнийг илүү ойлгомжтой байхаар Хүснэгт 2-т харуулав. Иймээс $SU(2)$ ба $SU(3)$ онолуудын хувьд, конфайнмент фазад, ижил температурт, кваркууд ижил зайд байхад урсгалын хоолойн өргөн $SU(2)$ -т бага, $SU(3)$ -т их байна.

Хүснэгт 2. Урсгалын хоолойн өргөн ба холбоосын тогтмолын хамаарал.

Фаз	$g^2(T)$	Өргөн (D^2)
Конфайнмент	Их	Бага
	Бага	Их
Деконфайнмент	Их	Их
	Бага	Бага

Харин деконфайнмент фазад байхад, $SU(2)$ -т өргөн их, $SU(3)$ -т бага байна гэж таамаглаж байна. Бид конфайнмент фазад байх үед, $SU(2)$ ба $SU(3)$ онолуудын хувьд өргөний харьцуулалт хийлээ. Зураг 5-аас харахад температур $T = 0.98T_c$ утганд, кварк хоорондын зай $R\sqrt{\sigma} \approx 1.4$ ($SU(2)$: $R\sqrt{\sigma} = 1.41$, $SU(3)$: $R\sqrt{\sigma} = 1.45$) байх үед урсгалын хоолойн өргөн нь $SU(2)$ онолд $D^2\sigma = 0.43$ байхад $SU(3)$ онолд $D^2\sigma = 1.16$ байна.

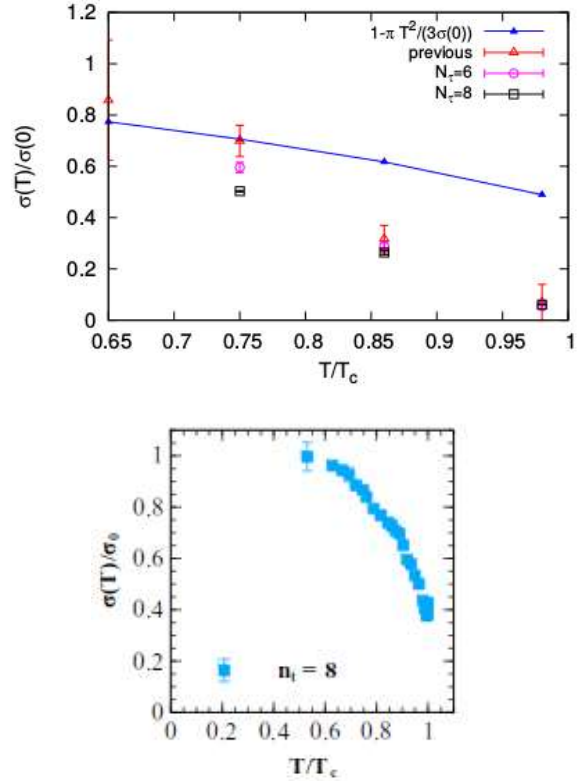


Зураг 5. Урсгалын хоолойн өргөн кварк хоорондын зайнаас хамаарах хамаарал. Дээд: $SU(2)$ $40 \times 16^2 \times 8$ хэмжээтэй латтис [12], Доод: $SU(3)$, $48^3 \times 8$ хэмжээтэй латтис [13].

С. Таталцлын коэффициент

Таталцлын коэффициент (σ) температур ихсэхэд буурдаг. Өөрөөр хэлбэл $g^2(T)$ бага байхад таталцлын коэффициент бага байна гэж үзнэ. Ижил температуртай байхад $SU(3)$ онолд $g^2(T)$ бага байдаг учраас $SU(2)$ онолын таталцлын коэффициент $SU(3)$ -ынхаас их байна гэж

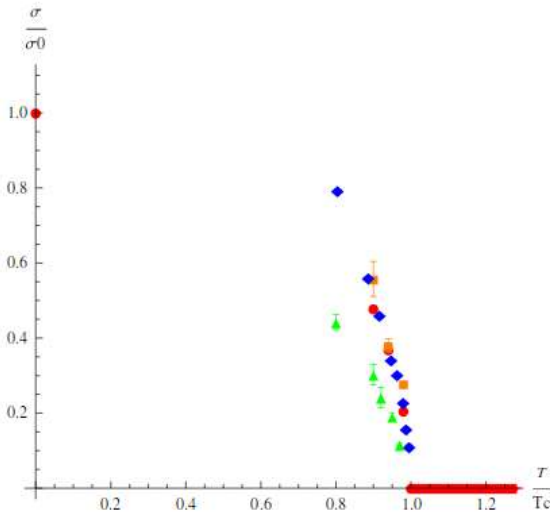
таамаглаж болно. Гэтэл Зураг 6, 7-оос харахад эсрэгээрээ байна. Өөрөөр хэлбэл Зураг 6-аас харахад ижил $T = 0.98T_c$ үед, $SU(2)$ онолд $\frac{\sigma(T)}{\sigma(0)} = 0.059$ байхад, $SU(3)$ онолынх 0.435 байна. Мөн Зураг 7-аас харахад, бүх температурын утганд $SU(3)$ онолын таталцлын коэффициент $SU(2)$ онолынхоос их байгаа нь харагдаж байна.



Зураг 6. Таталцлын коэффициент температураас хамаарах хамаарал. Дээд: $SU(2)$ $40 \times 16^2 \times 8$ хэмжээтэй латтис [12], Доод: $SU(3)$, $48^3 \times 8$ хэмжээтэй латтис [14].

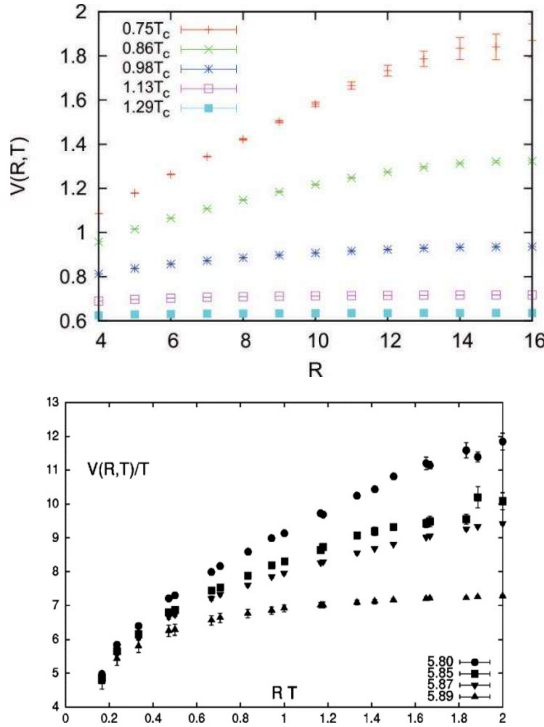
Д. Кварк хоорондын потенциал

Кварк хоорондын потенциалын температураас хамаарах хамаарал нь дээрх таталцлын коэффициенттэй ижил байдаг. Гиймээс $SU(2)$ ба $SU(3)$ онол дахь тоон утгууд нь таталцлын коэффициенттэй ижил хамааралтай байна гэж таамагласан. Зураг 8-д $SU(2)$ ба $SU(3)$ онолын тохиолдолд потенциал кварк хоорондын зайнаас хамаарах хамаарлыг хэд хэдэн температурын утганд зурсныг харуулж байна. Харьцуулалт хийхдээ $SU(3)$ -ын тохиолдолд $0.99T_c$ -ын утгыг сонгож авсан ба харин $SU(2)$ -ын тохиолдолд



Зураг 7. Таталцлын коэффициент температураас хамаарах хамаарал. Ногооноор $SU(2)$ -ын, цэнхэрээр $SU(3)$ -ын үр дүнг тус тус тэмдэглэсэн [15].

$0.98T_c - 1.13T_c$ интервалыг сонгон авч хооронд нь харьцуулсан. Бид $SU(2)$ онолоос гарсан үр дүнг температурын нэгж рүү шилжүүлэн харьцуулсан. Харьцуулсан үр дүнг Хүснэгт 3-т үзүүлсэн ба эндээс харахад $SU(2)$ онолын потенциалын утга $SU(3)$ -ынхаас бага байгаа нь харагдаж байна.



Зураг 8. Кварк хоорондын потенциал тэдгээрийн хоорондох зайнаас хамаарах хамаарал. Температурын хэд хэдэн утганд зурсан. Дээд: $SU(2)$ $32 \times 12^2 \times 6$ хэмжээтэй латтис [16], Доод: $SU(3)$ $32^3 \times 6$ хэмжээтэй латтис [3].

Хүснэгт 3. $SU(2)$ ба $SU(3)$ онолоос гарах кварк хоорондын потенциалын тоон утгууд.

RT	$SU(2)$	$SU(3)$
	$V(R, T)/T$	$V(R, T)/T$
	$0.98T_c - 1.13T_c$	$0.99T_c$
0.67	4.88 – 4.11	6.61
1.00	5.13 – 4.20	6.91
1.67	5.42 – 4.24	7.22
2.00	5.55 – 4.27	7.25

IV. ДҮГНЭЛТ

Энэ ажлаар бид кваркуудын хооронд орших глюоны урсгалын хоолойн конфайнмент төлвөөс деконфайнмент төлөв рүү шилжих фазын шилжилтийг илэрхийлдэг $SU(2)$ ба $SU(3)$ бүлэгт суурилсан онолуудыг судаллаа. Онолын хувьд ямар ямар ялгаанууд байдгийг судлан, тэдгээрээс гарах физик үр дүнгүүдийн тоон утгын ялгааг өмнө хийгдсэн ажлуудыг харьцуулан тогтоолоо. Бид урсгалын хоолойн өргөн, таталцлын коэффициент, кварк хоорондын потенциал зэрэг хэмжигдэхүүнүүдийг харьцуулсан. Ингэхдээ эхлээд, тухайн хэмжигдэхүүний температур, холбоосын тогтмолоос хамаарах хамаарлаас $SU(2)$ ба $SU(3)$ онолуудын үр дүнгүүдийн тоон утгууд ямар хамааралтай байхыг таамагласан. Дараа нь бид өмнө хийгдсэн ажлуудын үр дүнгүүдийг харьцуулж, энэ таамаглалаа шалгахад конфайнмент фаз дахь урсгалын хоолойн өргөний таамаглал тохирч байсан боловч таталцлын коэффициент болон потенциалын үр дүн эсрэгээрээ байсан. Харьцуулсан үр дүнгээс харахад, бүх хэмжигдэхүүнүүдийн хувьд $SU(2)$ онолын үр дүн $SU(3)$ -ынхаас тоон утгаараа бага байсан.

НОМ ЗҮЙ

- [1] G. Boyd, J. Engels, F. Karsch, E. Laermann, C. Legeland, M. Luetgemeier and B. Petersson, Thermodynamics of $SU(3)$ lattice gauge theory, Nucl. Phys. B469, 419-444, (1996).
- [2] Y. Iwasaki, K. Kanaya, et. al., Finite-temperature phase transition of $SU(3)$ gauge theory on $N_\tau = 4$ and 6 lattices, Phys. Rev. D46, 4657-4667, (1992).
- [3] O. Kaczmarek, F. Karsch, E. Laermann and M. Luetgemeier, Heavy Quark Potentials in

- Quenched QCD at High Temperature, Phys.Rev. D62, 034021, (2000).
- [4] P. Bicudo, N. Cardoso and M. Cardoso, Pure gauge QCD flux tube and their widths at finite temperature, arXiv:1702.03454 [hep-lat], (2017).
- [5] M. Fukugita, M. Okawa and A. Ukawa, Finite size scaling study of the deconfining phase transition in pure SU(3) lattice gauge theory, Nucl. Phys. B337 181-232, (1990).
- [6] J. Engels, T. Scheideler, The calculation of critical amplitudes in SU(2) lattice gauge theory, Nucl. Phys. B539 557-576, (1998).
- [7] Bernd A. Berg and Hao Wu, SU(3) deconfining phase transition with finite volume corrections due to a confined exterior, Phys. Rev. D88 074507, (2013).
- [8] H. J. Rothe, Lattice gauge theories: An introduction, World scientific, (2005).
- [9] T. Celik, J. Engels and H. Satz, The order of deconfinement transition in SU(3) Yang Mills gauge theory, Phys. Lett. 125B 411-414 (1983).
- [10] F. Karsch, E. Laermann and M. Lutgemeier, Three-Dimensional SU(3) gauge theory and the Spatial String Tension of the (3+1)-Dimensional Finite Temperature SU(3) Gauge Theory, Phys. Lett. B346 94-98, (1995).
- [11] R. G. Edwards, U. M. Heller and T. R. Klassen, Accurate scale determinations for the Wilson gauge action, Nucl. Phys. B517, 377-392, (1998).
- [12] Ch. Sodbileg, G. Enkhтуяа, E. Laermann and P. Battogtokh, Width and string tension of the flux tube at high temperature, J. Phys G: Nuclear and Particle physics, 45, (2017).
- [13] P. Bicudo, N. Cardoso and M. Cardoso, Pure gauge QCD flux tube and their widths at finite temperature, arXiv:1702.03454 [hep-lat], (2017).
- [14] N. Cardoso and P. Bicudo, Lattice QCD computation of SU(3) string tension critical curve, Phys. Rev. D85 077501, (2012).
- [15] P. Bicudo, The QCD string tension curve, the ferromagnetic magnetization, and the quark-antiquark confining potential at finite temperature, Phys. Rev. D82 034507, (2010).
- [16] Ч. Содбилэг, Э. Лаэрманн, Г. Гантулга, Г. Энхтуяа, Кварк-антикваркийн үүсгэх глюоны орны тархалтын симуляцыг GPU-ээр хурдасгасан үр дүнгээс, ФТХ-ийн Бүтээл №42 10-25, (2015).