

# Их температур дахь глюоны урсгалын хоолойн өргөн ба таталцлын коэффициентийг SU(2) латтис гэж онолоор судласан үр дүн

Ч. Содбилэг<sup>1</sup>, Г. Энхтуяа<sup>1\*</sup>, Э. Лаэрманн<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Физик технологийн хүрээлэн, Шинжлэх Ухааны Академи, Монгол Улс

<sup>2</sup>Физикийн Факултет, Бийлефельдийн Их Сургууль, D-33615, Бийлефельд, Герман Улс

Бид энэ ажилд статик кварк, антикваркийн хоорондох глюоны урсгалын хоолойн түгэлтүүдийг цэвэр глюоны орны тохиолдолд SU(2) латтис гэж онолоор деконфайнмент шилжилт болох фазын шилжилтийн эргэн тойрон дахь температурын утгуудад судаллаа. Энэхүү судалгаанд GPU хурдасгагч ашиглан маш өндөр статистиктай үр дүнг гаргаж авсан ба ингэснээр симуляцийн дүнд үүсэх физик хэмжигдэхүүнүүдийн сигнал шуугианы харьцааг сайжруулсан. Ингэснээр бидний өмнөх ажлаас илүү том латтис болон кваркуудын хоорондох зайн илүү хол тохиолдлуудыг судлах боломжтой болсон.  $T_c$ -ийн орчим хүртэл температур өсөхөд урсгалын хоолойн физик өргөн өргөсөж байгаа бөгөөд кварк хоорондын зайнаас хамаарсан өсөлт хадгалагдаж байсан. Латтис илүү том бөгөөд нягтаршил сайтай болох тусам нарийвчлал сайтай болдог ба нарийвчлал сайжрахад температураас хамааралтай таталцлын коэффициентын утга буурах хандлагатай байсан.

PACS numbers: 11.15.Na, 12.38.Gc

## I. ОРШИЛ

Их температур дахь материйн шинж чанарын судалгаа нь туршилтын болон онолын их энергийн физикт маш сонирхолтой сэдэв байсаар байгаа бөгөөд хүнд ионы мөргөлдөөний туршилт ба мөн космологитой холбоотой юм. Энэ нөхцөлд матери хэрхэн бүрэлдэн бий болсныг тайлбарладаг физикийн үндсэн онол нь хүчтэй харилцан үйлчлэлцэгч кварк глюоны онол буюу Квант Хромодинамик (КХД) юм. Байгаль дээр дангаар орших салангид кварк одоог хүртэл ажиглагдаагүй байгаа бөгөөд дан кваркийг ажиглахыг оролдсон бүх оролдлогууд амжилтгүй болсон. Үүнийг кварк конфайнментийн үзэгдэл гэж нэрлэдэг бөгөөд үүний механизм нь хараахан бүрэн тайлбарлагдаагүй хэвээр байна. КХД-ын онолд кваркуудын хоорондох харилцан үйлчлэлийг зөөгч глюонууд нь маш нарийхан хоолой дотор шахагдсан хэлбэртэйгээр оршдог. Тиймээс конфайнмент үзэгдлийн талаар илүү мэдээлэл авахын тулд глюоны урсгалын хоолойг нарийвчлан дэлгэрэнгүй судлах шаардлагатай юм. Латтис тоон симуляцаар кваркууд адронжсон төлвөөс деконфайнмент төлөвт шилждэгийг тооцоолох боломжтой [1, 2]. Бид энэ ажилд адронжсон төлөвөөс деконфайнмент төлөв рүү шилжих үед глюоны урсгалын хоолой хэрхэн өөрчлөгдөж, ямар шинж чанартай болохыг судлах болно.

Урсгалын хоолой доторх орны хүчлэгийн хромо цахилгаан ба хромо соронзон компонентуудыг өөр өөр температурын утганд, Поляковын гогцоо ба плакетын корреляцаас хэмжиж авснаар урсгалын хоолой доторх бусад физик хэмжигдэхүүнүүдийг тооцох боломжтой болдог. Латтис онолоор тоон симуляци явуулах үед тулгардаг нийтлэг бэрхшээл нь кваркуудын хоорондын зайг нэмэгдүүлэхэд сигнал-шуугианы харьцаа маш хурдан буурч бидний хэмжих физик хэмжигдэхүүний утга статистик шуугиан ихтэй гардаг. Тиймээс статистикийг нэмэгдүүлэх эсвэл тооцооллын аргаа сайжруулах шаардлагатай юм [3].

Энэ ажилд бид GPU хурдасгагч дээр симуляцийн програмаа ажиллуулснаар гэж орны конфигураци үүсэх хурдыг нэмэгдүүлсэн. Симуляцийг хурдасгаснаар бид өмнөх ажлаасаа кваркуудыг хоёр дахин их зайд өндөр нарийвчлалтайгаар холдуулж чадсан бөгөөд урсгалын хоолойн өргөн ба таталцлын коэффициентын утгуудын илүү сайн үр дүнг гарган авсан.

Энэхүү өгүүлэл нь дараах бүтэцтэй байна. Бүлэг 2-т физик хэмжигдэхүүнүүдийн латтис тодорхойлолт ба симуляци хийхэд ашиглагддаг програм болон параметрийн утгуудыг нэгтгэн багтаасан. Бүлэг 3-т бид үр дүнгийн хэсгийг гурван дэд бүлэгт хуваан харуулсан. Эцэст нь Бүлэг 4-д дүгнэлт хэсгийг оруулсан.

\* Electronic address: enkhuya.galsandorg@gmail.com

## II. ЛАТТИС ХЭМЖИЛТ

Глюоны урсгалын хоолой доторх орны хүчлэгийн хромо цахилгаан ба хромо соронзон орны компонентуудыг Поляковын гогцоо, плакет хоёрын [4, 5]

$$f_{\mu\nu}(R, \vec{x}) = \frac{\beta}{a^4} \left[ \frac{\langle L(0)L^+(R) \rangle_{\mu\nu}^i(\vec{x})}{\langle L(0)L^+(R) \rangle} \langle \hat{1}_{\mu\nu} \rangle \right] \quad (1)$$

гэсэн гэсэн корреляцаас ялган авч болно. Энд  $a$  нь латтисын алслалт,  $\beta$  нь холбоосын тогтмол юм. Бие биенээсээ  $R$  зайд байрлах хоёр статик кваркийн хугацааны тархалт нь Поляковын гогцоо  $L$  ба түүний хосмог болох  $L^+$  -ээр илэрхийлэгдэнэ.  $q\bar{q}$  хосыг холбож байгаа шулуунаас  $x$  зайд байгаа  $\mu, \nu$  чиглэлтэй плакет хувьсагч

$$\hat{1}_{\mu\nu} = \frac{1}{N_C} \text{Tr}(U_{\mu,\nu}) \quad (2)$$

нь Поляковын гогцоотой корреляцлан урсгалын хоолой доторх орны хүчлэг  $f_{\mu,\nu}$ -г хэмждэг. Энд  $U_{\mu,\nu}$  нь плакетийг үүсгэж буй дөрвөн линк хувьсагчийн үржвэр ба  $N_C$  нь өнгөний тоо.

Бид координатын системээ сонгохдоо кварк ба анти кваркийг “1” гэсэн чиглэлийн дагуу холдуулна гэж сонгосон. Энд байгаа  $\parallel$  индекс нь хоёр кваркийг холбож буй тэнхлэгт параллель компонентуудыг тэмдэглэх ба  $\perp$  индекс нь уг тэнхлэгт перпендикуляр компонентуудыг тэмдэглэнэ.  $\mu, \nu$  хоёрын зургаан ялгаатай комбинац нь орны хүчлэгийн зургаан хромо цахилгаан ба хромо соронзон компонентыг тодорхойлно [6]. Эдгээрээс дан орон зайн гурван комбинац нь

$$f_{12} \rightarrow \frac{1}{2}(-B_{\perp}^2), \quad f_{13} \rightarrow \frac{1}{2}(-B_{\perp}^2), \quad f_{23} \rightarrow \frac{1}{2}(-B_{\parallel}^2) \quad (3)$$

гэж соронзон компонентуудад харгалздаг бол оронзай-хугацааны гурван комбинац нь

$$f_{24} \rightarrow \frac{1}{2}(E_{\perp}^2), \quad f_{34} \rightarrow \frac{1}{2}(E_{\perp}^2), \quad f_{14} \rightarrow \frac{1}{2}(E_{\parallel}^2) \quad (4)$$

гэж цахилгаан компонентуудад харгалзана. Ийнхүү урсгалын хоолойн тууш ба хөндлөн түгэлтүүдийг (1) тэгшитгэлээс плакетын байрлал  $x$ -ийг өөрчлөх замаар гарган авч болно. Манай програм нь стандарт Вилсоны үйлчлэлтэй SU(2) инвариант бүлэг бүхий цэвэр гэйж онолоор  $N_{\parallel} \times N_{\perp}^2 \times N_{\tau}$  ( $32 \times 12^2 \times 6$ ,  $32 \times 8 \times 6$ ,  $40 \times 16^2 \times 8$ ) хэмжээстэй латтис дээр симуляци хийн тооцоолдог. Нэг heatbath [7-9] ба дөрвөн overrelaxation [10,11] апдэйт

алгоритмтай. Мөн алдааг бууруулахын тулд холбоосыг интегралчлах арга [12] болон захын цэгийн аргыг [13] ашигласан. Бид симуляцийн кодоо CUDA програмчлалын хэл дээр хөрвүүлэн бичиж NVIDIA GPU хурдасгагч ашиглан хэмжилтийг гүйцэтгэлээ. Бидний симуляцийн параметрууд ба тэдгээрийн утгуудыг Хүснэгт 1-д харуулав.

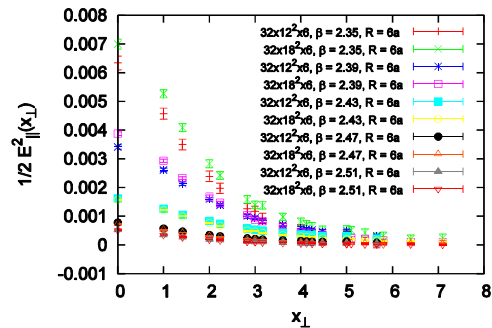
Хүснэгт 1. Симуляцийн параметрийн утгууд.

$N_{\parallel} \times N_{\perp}^2 \times N_{\tau}$	$\beta$	$\beta_c$	$T/T_c$	$R/a$	$a[\text{fm}]$	$N_{\text{хэ}}$
$32 \times 12^2 \times 6$	2.35	2.434	0.75	4-16	0.143	400 000
	2.39		0.86		0.125	
	2.43		0.98		0.109	
	2.47		1.13		0.095	
	2.51		1.29		0.083	
$32 \times 18^2 \times 6$	2.35	2.434	0.75	4-16	0.143	400 000
	2.39		0.86		0.125	
	2.43		0.98		0.109	
	2.47		1.13		0.095	
	2.51		1.29		0.083	
$40 \times 16^2 \times 8$	2.435	2.520	0.75	4-13	0.107	100 000
	2.475		0.86		0.093	
	2.515		0.98		0.082	
	2.560		1.13		0.070	
	2.600		1.29		0.062	

## III. ҮР ДҮН

### A. Глюоны урсгалын хоолойн тууш ба хөндлөн түгэлт

Өмнөх [14] ажилд бид  $32 \times 12^2 \times 6$  хэмжээтэй латтис дээр хэмжилтийг гүйцэтгэн үр дүнг нь харуулсан. Харин энэ ажилд бид илүү том латтис дээр хэмжилтийг гүйцэтгэх болно. Бид том латтис дээр хэмжилт хийхээс өмнө эхлээд латтисын хөндлөн чиглэл дэх хэмжээний нөлөөг шалгасан. Тиймээс бид  $32 \times 12^2 \times 6$  латтисын зөвхөн хөндлөн чиглэл дэх хэмжээг нэмэгдүүлж  $32 \times 12^2 \times 6$  хэмжээтэй латтис дээр симуляци явуулсан.

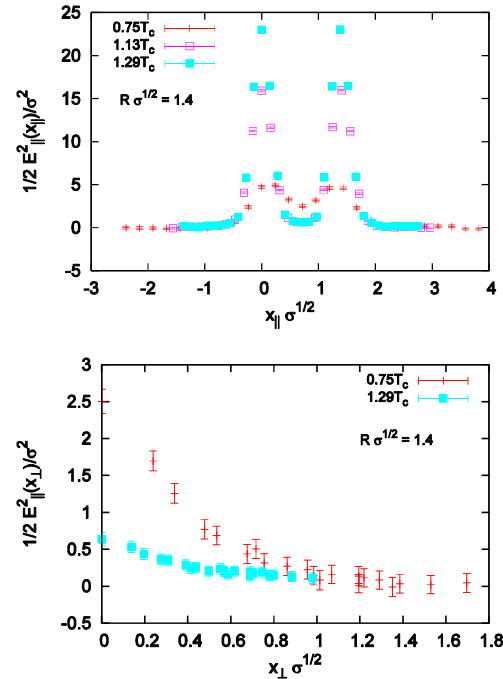
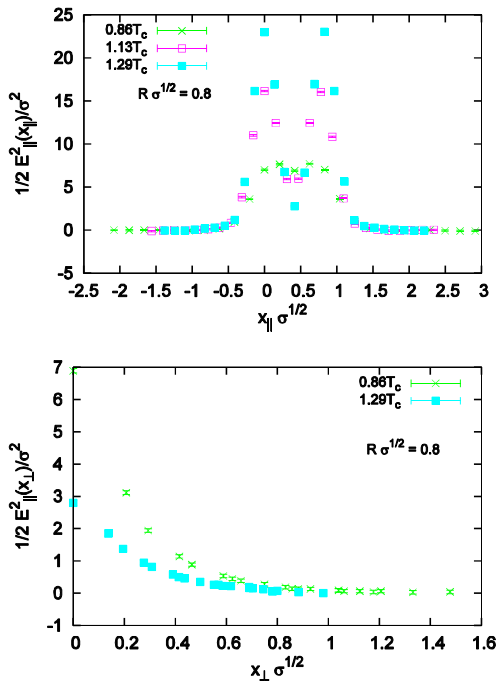


Зураг 1.  $N_{\perp}$ -аараа ялгаатай хоёр латтисын үр дүнг харьцуулан хөндлөн чиглэлийн хэмжээний нөлөөг шалгасан нь.

$N_{\perp}$  нь ялгаатай хоёр латтисаас гарсан үр дүнгүүдийн харьцуулалтыг  $R = 6a$  дээр, өөр өөр  $\beta$ -ийн хувьд хийж Зураг 1-д харууллаа. Зураг 1-ээс харахад бага  $\beta$ -ийн утганд ялгаа гарч байгаа боловч  $\beta$ -ихэссээр критик температурын орчимд ирэхэд ялгаа харагдахгүй болж байна. Бидний сонирхож байгаа муж бол критик холбоостой ойролцоо байх муж учраас хөндлөн чиглэлийн нөлөөг тооцохгүй байж болно. Эдгээрийг бүгдийг нь тооцож үзэн  $N_{\perp}$ -г 12-оос 16 болгож өөрчилсөн. Ингэснээр бид дараагийн том латтисыг  $40 \times 16^2 \times 8$  гэж сонгосон.  $40 \times 16^2 \times 8$  хэмжээтэй латтисаас гарсан глюоны урсгалын хоолой доторх орны хүчлэгийн параллель хромо цахилгаан компонентын тууш ба хөндлөн түгэлтүүдийг өгөгдсөн, тухайн  $R\sqrt{\sigma}$  ба  $T/T_c$ -ийн утгуудад зурж Зураг 2-д харууллаа. Зураг 2-ийн ижил өнгөөр тэмдэглэгдсэн датанууд нь харгалзан ижил температурыг илэрхийлж байна. Зургаас харахад температур ихсэхэд урсгалын хоолойн голын цэг дээрх утга буурч байгаа нь харагдаж байна. Энэ ажилд бид, бидний өмнөх ажлаас 4 – 5 дахин бага алдааны хэрчимтэйгээр кваркуудын хоорондын зайг хоёр дахин их холдуулж чадсан. Иймээс бид глюоны урсгалын хоолойн өргөн ба таталцлын коэффициентийг дахин тооцоолсон.

**В. Глюоны урсгалын хоолойн өргөн**

Энергийн нягтын өргөнийг глюоны урсгалын хоолойн физик өргөн гэж нэрлэдэг.



Зураг 2. Дээд:  $1/2 E_{\parallel}^2$ -ын  $(x_{\parallel}, x_{\perp} = 0)$  цэг дээрх тууш түгэлтүүд, Доод:  $(x_{\parallel} = R/2, x_{\perp})$  цэг дээрх тэдгээрийн хөндлөн түгэлтүүд.  $40 \times 16^2 \times 8$  латтис дээр  $R\sqrt{\sigma} = 0.8, 1.4$  үед гарсан үр дүнгүүд.

Бид  $x_{\parallel} = R/2$  буюу кваркуудын хоорондох яг голын хөндлөн хавтгай дээрх өргөнийг урсгалын хоолойн өргөн гэж авч үздэг. Голын хөндлөн хавтгай дээрх датаны утгуудад фит хийснээр бид урсгалын хоолойн хагас өргөний квадратыг тооцоолж гаргадаг. Хагас өргөний квадрат ( $D_{\varepsilon}^2$ ) -ыг Зураг 2-ын хөндлөн түгэлтийн датанд тохирох фит функцаар фит хийж тоон утгыг нь тооцоолсон. ( $\varepsilon$ ) гэж тэмдэглэсэн индекс нь энергийн нягтад фит хийж байгаа гэдгийг тэмдэглэж байна. Тухайн өгөгдсөн  $\beta$  ба  $R$ -ын утгууд дээрх энергийн нягт  $E^2 + B^2$  нь [5]-д бид  $\frac{1}{2} E_{\perp}^2(R, x_{\perp}) \approx -\frac{1}{2} B_{\perp}^2(R, x_{\perp}) \approx -\frac{1}{2} B_{\parallel}^2(R, x_{\perp})$  байдаг гэдгийг тооцоолсноос үндэслэн  $E_{\parallel}^2 - B_{\parallel}^2$  гэсэн томъёогоор олдоно. Бид  $E_{\parallel}^2 - B_{\parallel}^2$  -д фит хийхдээ кваркуудын хоорондох зайг ойр ба холын гэсэн хоёр мужид фит хийсэн бөгөөд ойр зайн ( $R_{phys} < 0.75\text{fm}$ ) хувьд  $E_{\parallel}^2 - B_{\parallel}^2$  -ийн функционал хэлбэр нь кулоны [15, 16]

$$-\frac{1}{2\beta} B_{\parallel}^2(R, x_{\perp}) = \frac{a_1}{(a_2 + x_{\perp}^2)^3},$$

$$\frac{1}{2} E_{\parallel}^2(R, x_{\perp}) = \frac{a_1}{(a_2 + x_{\perp}^2)^3} + \frac{a_1^{(\varepsilon)}}{(a_2^{(\varepsilon)} + x_{\perp}^2)^3} \quad (5)$$

хэлбэртэй функц байсан бол хол зайн ( $R_{phys} > 0.75 \text{ fm}$ ) хувьд гауссын [15]

$$-\frac{1}{2\beta} B_{\parallel}^2(R, x_{\perp}) = \frac{a_1}{(a_2 + x_{\perp}^2)^3},$$

$$\frac{1}{2} E_{\parallel}^2(R, x_{\perp}) = \frac{a_1}{(a_2 + x_{\perp}^2)^3} + a_1^{(\varepsilon)} e^{-a_2^{(\varepsilon)} x_{\perp}^2} \quad (6)$$

хэлбэртэй функц байсан. Глюоны урсгалын хоолойн физик өргөнийг фитийн параметруудийн утгаар [16, 17]

$$a^{-2} D_{\varepsilon}^2 = \frac{\int d^2 x_{\perp} x_{\perp}^2 (E^2 + B^2)}{\int d^2 x_{\perp} (E^2 + B^2)} \quad (7)$$

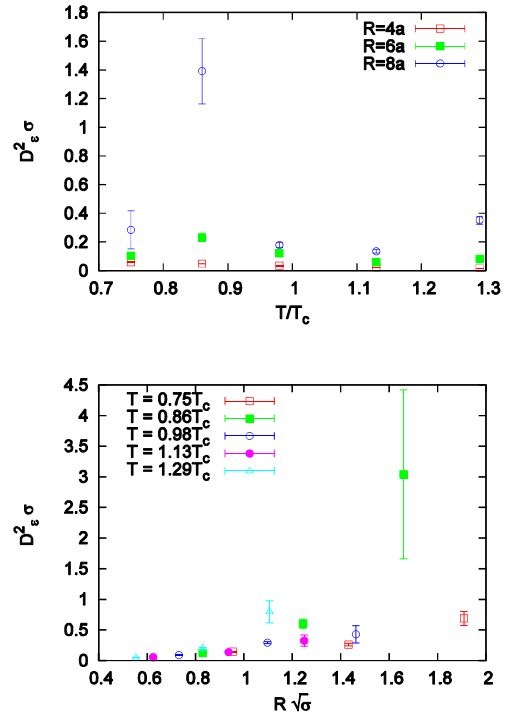
гэж тооцоолдог. Дээрх хоёр тохиолдол тус бүрд интегралыг бодоход

$$a^{-2} D_{\varepsilon}^2 = a_2^{(\varepsilon)}, \quad R_{phys} < 0.75 \text{ fm} \quad (8)$$

ба

$$a^{-2} D_{\varepsilon}^2 = \frac{1}{a_2}, \quad R_{phys} > 0.75 \text{ fm} \quad (9)$$

гэж олдсон. Зураг 3-д өргөн  $D_{\varepsilon}^2$ -ийн үр дүнгүүдийг температур ба зайнаас хамааруулан зурлаа. Зураг 3-с харахад кваркуудын хоорондох зайн тухайн нэг утганд глюоны урсгалын хоолойн өргөн ойролцоогоор  $T_c$  хүртэл өргөсөж байгаад  $T_c$ -ээс их болоход буурч эхэлж байгаа нь харагдаж байна. Харин тухайн нэг температурын хувьд өргөнийг  $R$ -ээс хамааруулан харахад  $R$  их болох тусам өргөний утга ихсэж байгаа нь харагдаж байна. Энэ үр дүн нь эффе́ктив утасны (string) загварын таамаглалаас гарч ирдэг урсгалын хоолойн өргөн ба кварк хоорондын зайн хамааралтай тохирч байна [17]. Зайнаас хамаарах хамаарлын хувьд мөн [18, 19]-д таамагласан температур өсөхөд өргөний шугаман өсөлтийн хэвтээ тэнхлэгтэй үүсгэх налалтын өнцөг ихэснэ гэсэн хамаарлыг батлан харууллаа.



Зураг 3. Глюоны урсгалын хоолойн өргөн температур (дээд) ба зайнаас (доод) хамаарах хамаарал. Латтисын хэмжээ  $40 \times 16^2 \times 8$ .

### С. Температураас хамааралтай таталцлын коэффициент

Бид энд хүнд кварк потенциалын температураас хамаарах хамаарлыг судлах болно. Температураас хамааралтай таталцлын коэффициентын утгуудыг тооцохын тулд хоёр кваркийн хоорондох өнгөөр дундажлагдсан потенциалын

$$\langle L(\vec{0})L^+(\vec{R}) \rangle = e^{-V(|\vec{R}|, T)/T} \quad (10)$$

датанд

$$V_1(R, T) = V_0 - \left[ \frac{\pi}{12} - \frac{1}{6} \arctan(2RT) \right] \frac{1}{R} + \left[ \sigma - \frac{\pi}{3} T^2 + \frac{2}{3} T^2 \arctan\left(\frac{1}{2RT}\right) \right] R + \frac{T}{2} \ln[1 + (2RT)^2], \quad (11)$$

$$V_2(R, T) = V_0 + \sigma(T)R + \gamma T \ln(2RT) \quad (12)$$

$$V_3(R, T) = V_0 - \frac{\alpha}{R} + \sigma(T)R \quad (13)$$

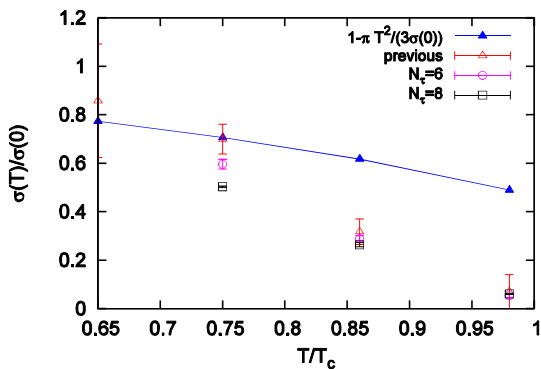
гэсэн гурван төрлийн потенциалын хэлбэрийг фит хийснээр тооцоолж гаргадаг [20]. Тэгшитгэл (12)-ийн  $1/R$ -ийг агуулсан хэсэг нь ойр зайд харгалзах Кулоны төрлийн шинж чанарыг илэрхийлж байгаа бол Тэгшитгэл (13)-д логарифмийн шинж чанарыг агуулсан байна. Эдгээр хоёр тэгшитгэлийн аль аль нь потенциалын шугаман өсөлтийн хэсгийг багтаасан. Фитийн үр дүнгүүдийг Хүснэгт 2-д

харууллаа.  $N_\tau = 6$  ба  $N_\tau = 8$  -тай латтисууд дээр потенциалын фитийг хийв. Хүснэгт 2-ын Тэгшитгэл (16)-д фит хийгээд гарсан таталцлын коэффициентын утгуудыг тэг температуртай үеийн утганд нормчлон Зураг 4-д харууллаа. Мөн энэ зурагт Тэгшитгэл (11)-ийн шугаман өсч байгаа хэсгийн эхний гишүүнтэй харьцуулан зурж хамаарлыг харуулсан.

Хүснэгт 2.  $q\bar{q}$  потенциалыг Тэгшитгэл (11),(12),(13)-д фит хийгээд гарсан таталцлын коэффициентын утгууд.

$N_\tau$	$\beta$	$T/T_c$	$a^2\sigma$		
6	2.35	0.75	0.103(1)	0.039(2)	0.059(2)
	2.39	0.86	0.063(1)	0.005(2)	0.022(1)
	2.43	0.98	0.0359(4)	-0.0053(4)	0.0031(5)
	2.47	1.13	0.0275(1)	-0.0027(1)	-0.00011(4)
	2.51	1.29	0.0260(3)	-0.0014(1)	-0.00034(3)
8	2.35	0.75	0.089(1)	0.0337(8)	0.0498(3)
	2.39	0.86	0.059(1)	0.0043(1)	0.0201(6)
	2.43	0.98	0.0368(5)	-0.0060(4)	0.0035(1)
	2.47	1.13	0.0276(1)	-0.0046(4)	-0.00049(5)
	2.51	1.29	0.0258(3)	-0.0033(3)	-0.00084(8)

Энд ‘previous’ гэж нэрлэгдсэн дата нь  $24 \times 12^2 \times 6$  латтисаас гарган авсан бидний өмнөх үр дүн юм. Зураг 4-с харахад температур ихсэхэд таталцлын коэффициент буурч байгаа нь маш тодорхой харагдаж байна.  $\sigma(T)/\sigma(0)$  -ын дата ба харилцан үйлчлэлийн эхний гишүүн болох  $\sigma(0) - \pi T^2/3$ -ын хоорондох хазайлт нь тэг температуртай үеийн таталцлын коэффициент нь одоо температураас хамааралтай болсон гэдгийг илэрхийлж байна. Нарийвчлал сайжрахад, өөрөөр хэлбэл  $1/N_\tau$  -аас шууд хамааралтайгаар латтисын алслалт буурахад, таталцлын коэффициентын утга нь өмнөх утгатай харьцуулахад буурч байна.



Зураг 4.  $q\bar{q}$  потенциалыг Тэгшитгэл (13)-д фит хийгээд гарсан таталцлын коэффициентын утгуудыг тэг температур дээрх утганд нормчилсон үр дүн.

#### IV. ДҮГНЭЛТ

Бид глюоны урсгалын хоолой доторх орны хүчлэгийн хромо цахилгаан, хромо соронзон орны компонентуудын тууш ба хөндлөн түгэлтүүдийг деконфайнмент шилжилт болох температурын эргэн тойрон дахь температурын утгуудад латтис гэж онолоор Поляковын гогцоо ба плакетын корреляцыг ашиглан судаллаа. Монте Карло тоон симуляцийг SU(2) цэвэр гэж онолоор кварк анти кваркийн хоорондох зайн  $0.2\text{fm} - 2.3\text{fm}$  байх мужид,  $0.75T_c - 1.29T_c$  хүртэлх утгууд дээр гүйцэтгэв.

Бид өөрсдийн глюоны урсгалын хоолойн симуляцийн кодийг CUDA програмчлалын хэл дээр хөрвүүлэн бичсэнээр өмнөх ажлаасаа бараг хоёр дахин хол зайд тод сигналыг ялган авах боломжтой болсон бөгөөд мөн ижил хугацаанд маш өндөр статистиктай үр дүнг гарган авлаа. Энэхүү өндөр статистиктай үр дүн нь бид дараах физик хэмжигдэхүүнүүдийн утгыг өндөр нарийвчлалтайгаар дахин тодорхойлох боломжийг бидэнд олгосон.

Тууш түгэлтийн үр дүнгээс хоёр кваркийн хоорондох яг голын цэг дээрх орны хүчлэгийн утга, өөрөөр хэлбэл урсгалын хоолойн өндөр нь температур ихсэхэд буурч байгаа нь маш тодорхой харагдсан ба температур  $T_c$  -д хүрэхэд хоёр тусгаарлагдсан кваркийн түгэлтийг харуулж байна. Энэ үр дүн нь глюоны урсгалын хоолой зөвхөн конфайн фазад л оршин байдаг гэсэн онолтой тохирч байна.

Бид хөндлөн түгэлтэнд функционал фит хийснээр глюоны урсгалын хоолойн физик өргөнийг температураас хамааруулан тооцож гаргасан. урсгалын хоолойн физик өргөний утгууд нь  $T_c$  хүртэл өргөсч байсан ба энэ нь бидний өмнөх ажилд [21]-д тодорхойлсон температураас хамааран аажмаар буурч байсан хамаарлаас нэлээд ялгаатай байсан. Одоогийн үр дүн нь [18, 19]-д харуулсан температур өсөхөд зайнаас хамаарч глюоны урсгалын хоолой өргөсөх өсөлтийн муруйн налалтын өнцөг ихсэж байгааг өндөр нарийвчлалтайгаар дахин баталсан. Иймээс  $T_c$  -с бага температурын утганд урсгалын хоолойн өндөр ба өргөн нэгэн зэрэг буурдаггүй харин температур  $T_c$  -с их болоход дээрх хамаарал ажиглагддаг гэсэн дүгнэлтэнд хүрлээ.

Бид мөн температураас хамааралтай таталцлын коэффициентын утгыг кваркуудын хоорондох потенциалас, хоёр ялгаатай латгисаас гарган авсан потенциалын датанд гурван төрлийн фит хийснээр гарган авахыг зорьсон. Бүх таталцлын коэффициентын утгууд нь температур ихсэхэд маш тодорхой буурч байсан. Хоёр өөр латгисаас гарган авсан таталцлын коэффициентын үр дүнг  $24 \times 12^2 \times 6$  латгисаас гарган авсан бидний өмнөх үр дүн, мөн түүнчлэн потенциалын шугаман хэсгийн хамгийн бага эрэмбийн температурын нөлөөтэй харьцуулан харсан. Ингэхэд, латгис илүү том ба нягт болж нарийвчлал сайжрахад температураас хамааралтай таталцлын коэффициентын утга нь өмнөх жижиг, сийрэг латгисын үр дүнтэй харьцуулахад буурах хандлагатай байсан.

### НОМ ЗҮЙ

- [1] McLerran L D and Svetitsky B 1981 Phys. Lett. B 98 195
- [2] Kuti J, Polonyi J and Szlachanyi K 1981 Phys. Lett. B 98 199
- [3] Luscher M and Weisz P 2001 J. High Energy Phys. JHEP09(2001)010
- [4] Fukugita M and Niuya T 1983 Phys. Lett. 132B 374
- [5] [5] Chagdaa S 2007 Pos(LATTICE 2007) 172 4
- [6] Ryder L H 1996 Quantum Field Theory 2<sup>nd</sup> (Cambridge University Press)
- [7] Creutz M 1980 Phys. Rev D 21 2308
- [8] Creutz M 1979 Phys. Rev. Lett. 43 553
- [9] Kennedy A D and Pendleton B J 1985 Phys. Lett. B 156 393
- [10] Creutz M 1987 Phys. Rev. D 36 515
- [11] de Forcrand P and Jahn O 2005 (arXiv:hep-lat/0502041)
- [12] Parisi G, Petronzio R and Rapuano F 1983 Phys. Lett. B 128 418
- [13] Haymaker R W and Peng Y 1993 Phys. Rev. D 47 5104
- [14] Chagdaa S, Laermann E, Gombojav G and Galsandorj E 2016 Mongolian Journal of Physics 1 33
- [15] Bali G S, Schilling K and Schlichter Ch 1995 Phys. Rev. D 51 5165
- [16] Sommer R 1988 Nucl. Phys. B 291 673
- [17] Luscher M, Munster G and Weisz P 1980 Nucl. Phys. B 180 [FS2] 1
- [18] Allais A, Gaselle M, 2009 J. High Energy Phys. JHEP01(2009) 073
- [19] Gaselle M 2010 J. High Energy Phys. JHEP08(2010)063
- [20] Gao M 1989 Phys. Rev. D 40 2708
- [21] Chagdaa S 2008 Doctoral dissertation (Bielefeld University) (<https://pub.uni-bielefeld.de/publication/2303220>)