

Effect of environmental noise on the coherence of quantum states

Marzieh Asoudeh*, Nafiseh Biari

Department of Physics, Azad University, Northern Branch, Tehran, Iran

Received: 15.06.2021 Revised: 25.11.2021 Accepted: 08.02.2022

Doi: [10.22055/jrmb.2022.17460](https://doi.org/10.22055/jrmb.2022.17460)

Abstract

In this paper, we study the effect of magnetic field and temperature on the amount of coherence in a two spin Heisenberg system. We show that increasing the temperature always leads to lowering the value of this coherence. We also show that the increase of the amount of the magnetic field, leads to increasing the value of coherence up to a certain value, and ultimately it decreases its value to zero. We also study the same problem for three and four spins in the Heisenberg chain and we show that the same features are also observed for three and four-spin systems. The trends show that these features may be general for Heisenberg chains of arbitrary length.

Keywords: Coherence, Quantum channel, Thermal coherence, Heisenberg chain

* Corresponding Author: marzieh.asoudeh@gmail.com



بررسی اثرات محیط بر همدوسی حالت‌های کوآنتومی

مرضیه آسوده*، نفیسه بیاری

دانشکده فیزیک، دانشگاه آزاد تهران شمال، تهران، ایران

دریافت: ۱۴۰۰/۰۳/۲۵ ویرایش نهائی: ۱۴۰۰/۰۹/۰۴ پذیرش: ۱۴۰۰/۱۱/۱۹

Doi: [10.22055/jrmb.2022.17460](https://doi.org/10.22055/jrmb.2022.17460)

چکیده

در این مقاله به مطالعه اثر میدان مغناطیسی و دما بر روی مقدار همدوسی از دو اسپین دلخواه در مدل هایزنبرگ می‌پردازیم. مشاهده می‌شود که افزایش دما همیشه منجر به کاهش همدوسی می‌شود همچنین مشاهده می‌شود که افزایش میدان مغناطیسی منجر به افزایش مقدار همدوسی تا یک مقدار معین می‌شود و در نهایت مقدار آن به صفر می‌رسد. ما همدوسی را برای سیستم‌های سه و چهار اسپینی در مدل هایزنبرگ بررسی می‌کنیم و نشان می‌دهیم که همین ویژگی‌ها برای سیستم‌های سه و چهار اسپینی نیز قابل مشاهده است. نتایج نشان می‌دهد که این خصوصیات کلی برای مدل هایزنبرگ با طول دلخواه نیز برقرار است.

کلیدواژگان: همدوسی، کانال کوآنتومی، همدوسی گرمایی، زنجیره هایزنبرگ

مقدمه

اکنون به خوبی پیشرفت کرده و با داشتن یک اندازه مشخص از همدوسی یک سؤال پیش می‌آید که چگونه همدوسی در یک سیستم فیزیکی تحت تأثیر افت و خیز گرمایی قرار می‌گیرد همچنین عوامل دیگری مانند کوپل شدگی اسپین-اسپین یا میدان مغناطیسی در یک سیستم چند ذره‌ای با ایجاد اغتشاشات گرمایی چگونه باعث کاهش یا افزایش همدوسی می‌شود.

در این مقاله نشان می‌دهیم اگر میدان مغناطیسی را به مدل فرومغناطیس هایزنبرگ در یک دمای معین اعمال کنیم همدوسی تا مقدار آستانه افزایش می‌یابد و سپس به طور پیوسته کاهش می‌یابد تا به مقدار صفر می‌رسد. همچنین نشان می‌دهیم که افزایش ثابت کوپل شدگی بین

همدوسی یک مفهوم اساسی در فیزیک کوآنتوم است که اصل برهم‌نهی را به همبستگی کوآنتومی مرتبط می‌کند. تا چند سال پیش مفهوم همدوسی تنها یک معنی کیفی داشت یعنی یک حالت که برهم‌نهی از حالت‌های مختلف است. در این تصویر کیفی ناهمدوسی (کاهش همدوسی) به معنی از بین رفتن عناصر غیر قطری ماتریس چگالی در پایه‌های مشخص شده است [۱]. اما در سال‌های اخیر همدوسی به عنوان یک منبع مورد توجه قرار گرفته و اندازه‌هایی برای آن معرفی شده است. بعد از آن حالت‌هایی با بیشترین همدوسی و همدوسی بین حالت‌های مختلف معنادار شد [۱۱-۷]. نظریه همدوسی

* نویسنده مسئول: marzieh.asoudeh@gmail.com

باز نشر این مقاله با ذکر منبع آزاد است.

این مقاله تحت مجوز کربنئو کامنز تخصصی ۴.۰ بین‌المللی می‌باشد



در نظر گرفتن این تعاریف هر سنجه همدوسی باید در شرایط زیر صدق کند [۱]:

$$(C1) C(\rho) = 0 \text{ if } \rho \in I_{inc}$$

$$(C2) C(\rho) \geq \sum_n P_n C(\rho_n)$$

$$\rho_n = k_n \rho k_n^+ / P_n, P_n = \text{tr}(k_n \rho k_n^+)$$

$$C(3) C\left(\sum_n P_n \rho_n\right) \leq \sum_n P_n C(\rho_n)$$

در این مقاله به سنجه همدوسی با روش l_1 norm می‌پردازیم [۱]. همدوسی ماتریس چگالی ρ در پایه B_{inc} به صورت زیر تعریف می‌شود.

$$C(\rho) = \sum_{i \neq j} |\langle i | \rho | j \rangle| \quad ۲$$

این رابطه سه شرط همدوسی را برآورده می‌کند. همچنین می‌توان رابطه ۲ را به صورت زیر نوشت:

$$C(\rho) = \sum_{i,j} |\langle i | \rho | j \rangle| - 1 \quad ۳$$

که از مثبت بودن $\langle i | \rho | j \rangle$ و در واقع $\text{tr}(\rho) = 1$ استفاده کرده‌ایم. به طور کلی همدوسی در یک سیستم d بعدی در محدوده زیر قرار دارد.

$$0 \leq C(\rho) \leq d - 1 \quad ۴$$

با در نظر گرفتن این اندازه اکنون می‌توانیم به بررسی همدوسی گرمایی در یک زنجیره اسپین بپردازیم.

همدوسی سیستم دو اسپینی

در این بخش سیستم دو ذره‌ای مدل هایزنبرگ را مطالعه می‌کنیم. هامیلتونی سیستم دو ذره‌ای مدل

اسپین‌های همسایه و دما منجر به کاهش همدوسی می‌شود، نتایج در شکل‌های مختلف نشان داده شده و سپس همه این نتایج را تفسیر خواهیم کرد.

ساختار این مقاله به صورت زیر است در بخش ۲ معیارهای اندازه‌گیری همدوسی مرور می‌شود، در بخش ۳ ساده‌ترین نمونه یعنی همدوسی مدل اسپین دو ذره را مطالعه می‌کنیم، در بخش ۴ یک زنجیره سه اسپینی را بررسی می‌کنیم تا اثر یک ذره میانی را بر همدوسی مطالعه کنیم، در بخش ۵ سیستم چهار اسپینی را مورد بررسی قرار می‌دهیم.

معیارهای سنجه همدوسی

در اولین گام برای سنجه همدوسی می‌بایست فضای هیلبرت H با بعد d را تعریف کنیم. سپس پایه‌های ثابتی به صورت $B_{inc} = \{|i\rangle, i=1\dots d\}$ در نظر می‌گیریم. همچنین حالت‌های نااهمدوس I_{inc} که ماتریس‌های چگالی در این پایه‌ها قطری هستند را تعریف می‌کنیم بنابراین ماتریس چگالی ρ به صورت زیر نوشته می‌شود.

$$\rho_{inc} = \sum_i P_i |i\rangle\langle i| \quad \rho_{inc} \in I_{inc} \quad ۱$$

که در آن $\sum P_i = 1$ و $P_i > 0$ است. در ادامه به تعریف عملگرهای نااهمدوس، عملگرهایی که وقتی روی حالت‌های نااهمدوس اعمال می‌شوند و همدوسی خلق نمی‌کنند، می‌پردازیم. بنابراین حالت‌های کوآنتومی با رابطه $\rho \rightarrow \sum_n k_n \rho k_n^+$ بیان می‌شوند که k_n عملگر کراوس و به صورت $\sum_n k_n^+ k_n = I_{inc}$ تعریف می‌شود با

بنابراین با جمع کردن عناصر غیر قطری ماتریس چگالی گرمایی می‌توان همدوسی را برای سیستم دو ذره‌ای محاسبه کرد.

$$C = \left| \frac{e^{\beta J} - e^{-3\beta J}}{e^{\beta J} (1 + 2 \cosh(2\beta B)) + e^{-3\beta J}} \right| \quad ۷$$

همان‌طور که مشاهده می‌کنید همدوسی تابعی از دو متغیر B/T و J/T است ولی می‌توانیم وابستگی همدوسی را به متغیرهای مستقل B و J و T به دست آوریم. مقدار همدوسی در حدهای $\beta J \rightarrow \infty$ و $\beta B \rightarrow \infty$ دارای مقادیر زیر است.

$$\lim_{\beta J \rightarrow \infty} C = \frac{1}{1 + 2 \cosh 2\beta B} \quad ۸$$

$$\lim_{\beta B \rightarrow \infty} C = 0$$

چنانچه مشاهده می‌کنید هنگامی که دما به صفر میل می‌کند یا برای ضریب کوپلاژ بزرگ، همدوسی متناهی برای هر میدان مغناطیسی تعریف می‌شود. همچنین مشاهده می‌شود با افزایش دما همدوسی برای همه مقادیر B و J کاهش می‌یابد زیرا در دمای بی‌نهایت سیستم در حالت آمیخته یعنی $\rho = I/4$ قرار دارد. همدوسی برای حالت‌های تک‌ذره نیز تعریف می‌شود. با استفاده از رد جزئی می‌توان ماتریس چگالی گرمایی کاهش یافته را به دست آورد و با توجه به اینکه عناصر غیر قطری صفر است در نتیجه همدوسی برای حالت تک ذره صفر است.

هایزنبرگ در میدان مغناطیسی به صورت زیر تعریف می‌شود.

$$H = -J(\sigma_1 \cdot \sigma_2) + B(\sigma_1^z + \sigma_2^z) \quad ۵$$

که در آن عملگر اسپین پاولی برای ذره i ام است. B میدان مغناطیسی و J ضریب کوپلاژ بین اسپین‌های همسایه است. ویژه‌حالت‌ها و ویژه‌مقادیر انرژی به صورت زیر بیان می‌شود:

$$\begin{aligned} |t_1\rangle &= |00\rangle & E_1 &= -J + 2B, \\ |t_0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|01\rangle + |10\rangle) & E_2 &= -J, \\ |t_i\rangle &= |11\rangle & E_3 &= -J - 2B, \\ |S\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|01\rangle - |10\rangle) & E_4 &= 3J, \end{aligned}$$

که $|0\rangle$ و $|1\rangle$ ویژه حالت‌های عملگر اسپین در جهت z می‌باشند. ماتریس چگالی گرمایی با رابطه $\rho_{th} = (1/Z)e^{-\beta H}$ تعریف می‌شود که در آن $\beta = 1/kT$ و k ثابت بولتزمن است همچنین $Z = \text{tr} e^{-\beta H}$ تابع پارش است.

در این مدل ماتریس چگالی گرمایی با یک محاسبه ساده به صورت زیر به دست می‌آید.

$$\rho_{th} = \frac{1}{Z} \begin{bmatrix} e^{-\beta(-J+2B)} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{2}(e^{\beta J} + e^{-\beta J}) & \frac{1}{2}(e^{\beta J} - e^{-\beta J}) & 0 \\ 0 & \frac{1}{2}(e^{\beta J} - e^{-\beta J}) & \frac{1}{2}(e^{\beta J} + e^{-\beta J}) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & e^{-\beta(-J-2B)} \end{bmatrix}$$

که در آن

$$Z = e^{\beta J} (1 + 2 \cosh(2\beta B)) + e^{-3\beta J} \quad ۶$$

همدوسی سیستم سه اسپین

$$|\varphi_8\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|010\rangle + |011\rangle) \quad E_8 = 3J - B.$$

با استفاده از رد جزئی ماتریس چگالی گرمایی برای دو ذره به صورت $tr_3(\rho_{123}) = \rho_{12}$ قابل محاسبه است.

$$\rho = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} a & 0 & 0 & 0 \\ 0 & b & 0 & 0 \\ 0 & 0 & c & d \\ 0 & 0 & d & e \end{pmatrix}$$

$$a = e^{-\beta(-3J+3B)} + \frac{2}{3}e^{-\beta(3J+B)} + \frac{1}{3}e^{-\beta(-3J+B)}$$

$$b = \frac{2}{3}e^{-\beta(-3J+B)} + \frac{4}{3}e^{-\beta(3J+B)}$$

$$c = \frac{2}{3}e^{-\beta(-3J-B)} + \frac{4}{3}e^{-\beta(3J-B)}$$

$$d = -\frac{\sqrt{2}}{3}e^{-\beta(3J-B)} + \frac{\sqrt{2}}{3}e^{-\beta(-3J-B)}$$

$$e = e^{-\beta(-3J-3B)} + \frac{2}{3}e^{-\beta(3J-B)} + \frac{1}{3}e^{-\beta(-3J-B)}$$

سپس همدوسی هر جفت ذره به صورت زیر به دست می‌آید.

$$C = \left| \frac{\frac{2\sqrt{2}}{3}e^{\beta B} \sinh(3\beta J)}{e^{3\beta J} \cosh(3\beta B) + \cosh \beta B (2 \cosh(3\beta J)) + e^{-3\beta J}} \right| \quad 11$$

همدوسی حالت تک ذره در سیستم سه ذره‌ای برابر با صفر است. برای هر مقدار J حالت گرمایی دارای مقداری همدوسی در غیاب میدان مغناطیسی است این همدوسی نتیجه کوپل شدگی اسپین-اسپین است وقتی

در سیستم دو ذره‌ای اثر متقابل بین J و B را بررسی کردیم حال به مطالعه اثر حضور ذرات دیگر می‌پردازیم. هامیلتونی هایزنبرگ در حضور میدان مغناطیسی برای سیستم سه ذره‌ای به صورت زیر بیان می‌شود.

۹

$$H = -J(\sigma_1 \cdot \sigma_2 + \sigma_2 \cdot \sigma_3 + \sigma_3 \cdot \sigma_1) + B(\sigma_1^z + \sigma_2^z + \sigma_3^z)$$

با در نظر گرفتن $S = \sigma/2$ آنگاه داریم:

$$H = -4J(S_1 \cdot S_2 + S_2 \cdot S_3 + S_3 \cdot S_1) + 2B(S_1^z + S_2^z + S_3^z)$$

$$H = -2J\left(S_{tot}^2 - \frac{9}{4}\right) + 2BS_z \quad 10$$

که در آن S اسپین کل سه ذره است که در آن شرایط مرزی دوره‌ای فرض می‌شود. بنابراین تمام ویژه-حالت‌ها و ویژه-مقادیر با در نظر گرفتن پایه‌ها در جهت Z به صورت زیر به دست می‌آید:

$$|\varphi_1\rangle = |000\rangle \quad E_1 = -3J + 3B,$$

$$|\varphi_2\rangle = \frac{1}{\sqrt{3}}(|001\rangle + |010\rangle + |100\rangle) \quad E_2 = -3J + B,$$

$$|\varphi_3\rangle = \frac{1}{\sqrt{3}}(|110\rangle + |101\rangle + |011\rangle) \quad E_3 = -3J - B,$$

$$|\varphi_4\rangle = |111\rangle \quad E_4 = -3J - 3B,$$

$$|\varphi_5\rangle = -\frac{1}{\sqrt{6}}|010\rangle - \frac{1}{\sqrt{6}}|100\rangle + \sqrt{\frac{2}{3}}|001\rangle \quad E_5 = 3J + B,$$

$$|\varphi_6\rangle = -\frac{1}{\sqrt{6}}|101\rangle - \frac{1}{\sqrt{6}}|011\rangle + \sqrt{\frac{2}{3}}|110\rangle \quad E_6 = 3J - B,$$

$$|\varphi_7\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|101\rangle + |100\rangle) \quad E_7 = 3J + B,$$

با توجه به اینکه حالت‌های $|t\rangle$ و $|S\rangle$ را در سیستم دو ذره‌ای تعریف کردیم و با مشخص کردن حالت‌های پریم دار برای دو ذره (S_{24}) ، ویژه حالت‌ها و ویژه مقادیر سیستم چهار ذره‌ای به صورت زیر به دست می‌آید

$$|\varphi_1\rangle = |S_0\rangle |S'_0\rangle \quad E_1 = 0,$$

$$|\varphi_2\rangle = |S_0\rangle |t'_1\rangle \quad E_2 = B,$$

$$|\varphi_3\rangle = |S_0\rangle |t'_0\rangle \quad E_3 = 0,$$

$$|\varphi_4\rangle = |S_0\rangle |t'_1\rangle \quad E_4 = -B,$$

$$|\varphi_5\rangle = |t_1\rangle |S'_0\rangle \quad E_5 = B,$$

$$|\varphi_6\rangle = |t_0\rangle |S'_0\rangle \quad E_6 = 0,$$

$$|\varphi_7\rangle = |t_1\rangle |S'_0\rangle \quad E_7 = -B,$$

$$|\varphi_8\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|t_0\rangle |t'_1\rangle - |t_1\rangle |t'_0\rangle) \quad E_8 = J,$$

$$|\varphi_9\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|t_1\rangle |t'_1\rangle - |t_1\rangle |t'_1\rangle) \quad E_9 = J - B,$$

$$|\varphi_{10}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|t_0\rangle |t'_1\rangle - |t_1\rangle |t'_0\rangle) \quad E_{10} = J + B,$$

$$|\varphi_{11}\rangle = \frac{1}{\sqrt{6}}(|t_1\rangle |t'_1\rangle - 2|t_0\rangle |t'_0\rangle + |t_1\rangle |t'_1\rangle) \quad E_{11} = 2J,$$

$$|\varphi_{12}\rangle = |t_1\rangle |t'_1\rangle \quad E_{12} = -J - 2B,$$

$$|\varphi_{13}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|t_1\rangle |t'_0\rangle - |t_0\rangle |t'_1\rangle) \quad E_{13} = -J + B,$$

$$|\varphi_{14}\rangle = \frac{1}{\sqrt{6}}(|t_1\rangle |t'_1\rangle + 2|t_0\rangle |t'_0\rangle + |t_1\rangle |t'_1\rangle) \quad E_{14} = -J,$$

$$|\varphi_{15}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|t_0\rangle |t'_1\rangle - |t_1\rangle |t'_0\rangle) \quad E_{15} = -J - B,$$

$$|\varphi_{16}\rangle = |t_1\rangle |t'_1\rangle \quad E_{16} = -J + 2B.$$

با به دست آوردن ماتریس چگالی گرمایی جزئی می‌توان همدموسی را برای دو ذره محاسبه کرد.

میدان مغناطیسی افزایش می‌یابد همدموسی نیز افزایش می‌یابد تا به مقدار آستانه می‌رسد سپس با افزایش میدان مغناطیسی همدموسی کاهش می‌یابد. این موضوع قابل درک است به دلیل اینکه میدان مغناطیسی همه اسپین‌ها را هم جهت می‌کند بنابراین حالت به دست آمده برابر با $|0, 0, \dots, 0\rangle$ است که هیچ همدموسی ندارد. هنگامی که $J > 0$ است ویژه حالت‌های $|\varphi_1\rangle$ تا $|\varphi_4\rangle$ نقش اصلی در ماتریس چگالی دارند. در میدان مغناطیسی پایین همه این حالات سهم مساوی در مقدار همدموسی دارند اما با افزایش میدان مغناطیسی سهم ویژه حالت $|\varphi_4\rangle$ غالب می‌شود که دارای هیچ همدموسی نیست.

همدموسی سیستم چهار اسپین

در سیستم چهار ذره‌ای اثر افزایش ذرات بر همدموسی را مورد بررسی قرار می‌دهیم و سپس نشان می‌دهیم که همدموسی در اثر دما و میدان مغناطیسی چگونه تغییر می‌کند. هامیلتونی هایزنبرگ در حضور میدان مغناطیسی به صورت زیر بیان می‌شود.

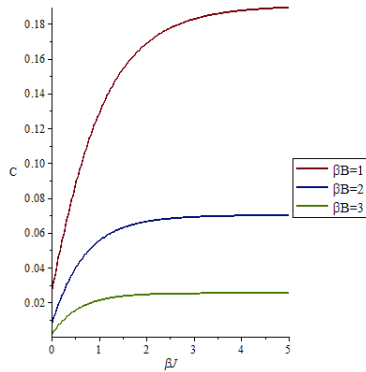
۱۲

$$H = -J(\bar{\sigma}_1 \bar{\sigma}_2 + \bar{\sigma}_2 \bar{\sigma}_3 + \bar{\sigma}_3 \bar{\sigma}_4 + \bar{\sigma}_4 \bar{\sigma}_1) + B(\sigma_1^z + \sigma_2^z + \sigma_3^z + \sigma_4^z)$$

اگر جمع اسپینی دو ذره اول و سوم را به صورت S_{13} و جمع اسپینی دو ذره دوم و چهارم را با S_{24} نشان دهیم با در نظر گرفتن شرایط مرزی پرئودیک آنگاه می‌توان رابطه ۱۲ را به صورت زیر بازنویسی کرد.

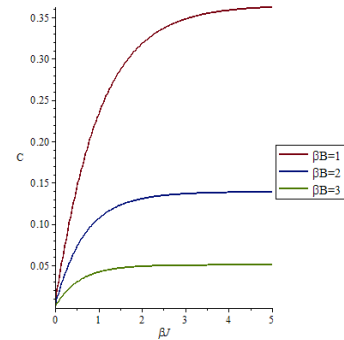
$$H = -J/2(S_{tot}^2 + S_{13}^2 + S_{24}^2) + B(S_{13}^z + S_{24}^z) \quad 13$$

$$C = \left| \frac{\sinh \beta J (2 \cosh \beta B + e^{\beta B}) + \frac{4}{3} e^{\beta J} - \frac{2}{3} e^{-2\beta J} - \frac{1}{2}}{e^{\beta J} (2 \cosh 2\beta B) + 4 \cosh \beta B (1 + \cosh \beta J) + 2 \cosh \beta J + e^{-2\beta J} + 3} \right|$$



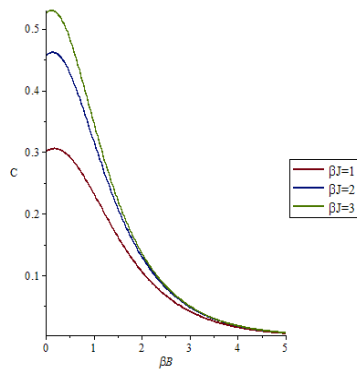
شکل ۳. همدوسی تک ذره در سیستم چهار ذره‌ای برحسب دما و

ضریب جفت‌شدگی برای رنج‌های مختلف $\beta B = 1, 2, 3$



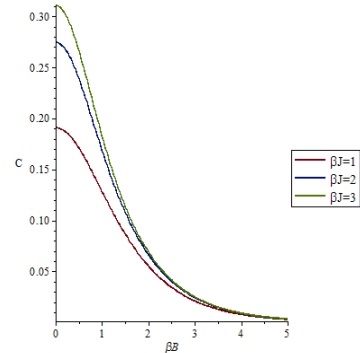
شکل ۱. همدوسی دو ذره در سیستم چهار ذره‌ای برحسب دما و

ضریب جفت‌شدگی برای رنج‌های مختلف $\beta B = 1, 2, 3$



شکل ۴. همدوسی تک ذره در سیستم چهار ذره‌ای برحسب دما و

میدان مغناطیسی برای رنج‌های مختلف $\beta J = 1, 2, 3$.



شکل ۲. همدوسی دو ذره در سیستم چهار ذره‌ای برحسب دما و

میدان مغناطیسی برای رنج‌های مختلف $\beta J = 1, 2, 3$

مقدار همدوسی در حد‌های $\beta B \rightarrow \infty$ و $\beta J \rightarrow \infty$

دارای مقادیر زیر است.

$$\lim_{\beta J \rightarrow \infty} C = \frac{1}{1 + 2 \cosh 2\beta B} \quad ۱۴$$

$$\lim_{\beta B \rightarrow \infty} C = 0$$

همان‌طور که مشاهده می‌کنید هنگامی که $T \rightarrow 0$

حالت سیستم برابر با $|\varphi_{g,s}\rangle$ است یعنی حالتی

که کمترین انرژی را دارد. همچنین هنگامی که $T \rightarrow \infty$

با رد جزئی، می‌توان ماتریس چگالی گرمایی تک ذره را به‌دست آورد همچنین همدوسی به‌صورت زیر به‌دست می‌آید.

$$C = \left| \frac{\sinh \beta J (2 \cosh \beta B) + \frac{2}{3} e^{\beta J}}{e^{\beta J} (2 \cosh 2\beta B) + 4 \cosh \beta B + 2 \cosh \beta J (2 \cosh \beta B + 1) + e^{-2\beta J} + 3} \right|$$

مرجع‌ها

- [1] T. Baumgratz, M. Cramer, M.B. Plenio, Quantifying Coherence, *Physical Review Letters* **113** (2014) 140401. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.113.140401>
- [2] E. Chitambar, G. Gour, Quantum resource theories, *Reviews of Modern Physics* **91** (2019) 025001. <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.91.025001>
- [3] R. Horodecki, P. Horodecki, M. Horodecki, K. Horodecki, Quantum entanglement, *Reviews of Modern Physics* **81** (2009) 865. <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.81.865>
- [4] M.B. Plenio, S. Virmani, An introduction to entanglement measures, *Quantum Information and Computation* **7** (2005) 1. [arXiv:quant-ph/0504163v3](https://arxiv.org/abs/quant-ph/0504163v3)
- [5] S.D. Bartlett, T. Rudolph, R.W. Spekkens, Reference frames, superselection rules, and quantum information, *Reviews of Modern Physics* **79** (2007) 555. <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.79.555>
- [6] G. Gour, D. Jennings, F. Buscemi, R. Duan, I. Marvian, Quantum majorization and a complete set of entropic conditions for quantum thermodynamics, *Nature Communications* **9** (2018) 018-06261-7. <https://doi.org/10.1038/s41467-018-06261-7>
- [7] A. Streltsov, G. Adesso, M.B. Plenio, Colloquium: Quantum coherence as a resource, *Reviews of Modern Physics* **89** (2017) 041003. <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.89.041003>
- [8] E. Chitambar, G. Gour, Critical Examination of Incoherent Operations and a Physically Consistent Resource Theory of Quantum Coherence, *Physical Review Letters*

سیستم به علت افت و خیز گرمایی در حالت آمیخته $\rho = I/16$ قرار دارد.

بحث و نتیجه‌گیری

در این مقاله همدوسی را برای سیستم دو و سه و چهار ذره‌ای محاسبه کردیم همچنین اثرات محیطی، شامل گرما و میدان مغناطیسی بر همدوسی مورد مطالعه قرار گرفت. مدل انتخابی ما سیستم هایزنبرگ است و فرض می‌کنیم میدان مغناطیسی در محیط وجود دارد. نتایج بیان می‌کند که برای هر مقدار J حالت گرمایی در غیاب میدان مغناطیسی دارای مقداری همدوسی است. این همدوسی نتیجه کوپل شدن اسپین-اسپین است. هنگامی که میدان مغناطیسی را افزایش می‌دهیم همدوسی تا مقدار آستانه افزایش می‌یابد و چنانچه میدان مغناطیسی بیشتر افزایش یابد همدوسی کاهش می‌یابد. علت این مشاهده به این خاطر است که میدان مغناطیسی همه اسپین‌ها را در جهت خودش هم‌جهت می‌کند. بنابراین حالت سیستم به حالت $|0, 0, \dots, 0\rangle$ که حالتی ناهمدوس است تبدیل می‌شود. هنگامی که $T \rightarrow 0$ حالت سیستم برابر با $|\varphi_{g,s}\rangle$ است یعنی حالتی که کمترین انرژی را دارد. همچنین هنگامی که $T \rightarrow \infty$ حالت سیستم به علت افت و خیز گرمایی حالت آمیخته است. در زنجیره هایزنبرگ با طول دلخواه همدوسی گرمایی یک و دو اسپین در دمای پایین مورد مطالعه قرار گرفت و نتایج نشان داد که همدوسی بین اسپین‌ها در دمای غیر صفر با فاصله از بین می‌رود [۱۲].

- [11] B. Yadin, V. Vedral, General framework for quantum macroscopicity in terms of coherence, *Physical Review A* **93** (2016) 022122.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevA.93.022122>
- [12] N. Biari, M. Asoudeh, Thermal Coherence in Heisenberg Spin Chains, *International Journal of theoretical physics* **59** (2020) 2198-2207.
<https://doi.org/10.1007/s10773-020-04495-0>
- 117* (2016b) 030401.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.117.030401>
- [9] A. Mani, V. Karimipour, Cohering and decohering power of quantum channels, *Physical Review A* **92** (2015) 032331.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevA.92.032331>
- [10] A. Winter, D. Yang, Operational Resource Theory of Coherence, *Physical Review Letters* **116** (2016) 120404.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.116.120404>