

ناجایگزیدگی امواج کشسان در زنجیره هارمونیک بی‌نظم با ثابت فنر تصادفی و همبستگی بلندبرد

محمد رحیمی و فرهاد شهبازی

دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی اصفهان، اصفهان

(دریافت مقاله: ۸۵/۷/۱۹؛ دریافت نسخه نهایی: ۸۵/۱۲/۹)

چکیده

در این مقاله به مطالعه جایگزیدگی امواج اکوستیک در محیط‌های بی‌نظم پرداخته‌ایم. به این منظور ما یک شبکه جرم و فنر در نظر می‌گیریم که دارای جرم ثابت باشد و ثابت فنرها را برابر با یک سری عدد کاتوره‌ای با تابع همبستگی $c(l) \sim l^{-\gamma}$ و واریانس واحد قرار می‌دهیم. با استفاده از روش‌های نسبت عکس مشارکت و اختلاط ویژه حالتها، حالت‌های جایگزیده در سیستم را مشخص می‌کنیم و به مطالعه تأثیر نمای همبستگی بی‌نظمی محیط در جایگزیدگی موج در سیستم می‌پردازیم.

واژه‌های کلیدی: جایگزیدگی، بی‌نظمی، آمار ترازها

۱. مقدمه

اندرسون^۱ برای اولین بار نشان داد که ممکن است الکترون در یک سیستم با پتانسیل کاتوره‌ای جایگزیده شود. در واقع اندرسون نشان داد که دامنه تابع موج به صورت نمایی کاهش می‌یابد، این پدیده راگذار فلز - عایق می‌نامند. بعدها با روش‌های عددی و تئوری مقیاس بندی نشان داده شد که چنانچه شبکه دارای پتانسیل کاتوره‌ای غیر همبسته باشد، الکترون در یک بعد و دو بعد حتماً جایگزیده است و گذار فلز - عایق صورت نمی‌گیرد [۴ و ۶].

اخیراً علاقه برای مطالعه سیستم‌های بی‌نظم با همبستگی بلندبرد زیاد شده است زیرا در بسیاری از سیستم‌های فیزیکی، زیستی و اقتصادی همبستگی بلندبرد دیده شده است. مانند رشته نوکلئیدها در DNA [۷] و نشان داده شده است که در سیستم‌های با همبستگی بلندبرد بر خلاف تئوری مقیاس در یک بعد نیز گذار فلز - عایق وجود دارد [۸]. با استفاده از این

خواص مختلف امواج سالهاست که مورد مطالعه قرار گرفته است. از این خواص پدیده انتشار امواج در محیط‌های ناهمگن یک پدیده بنیادی است که مطالعات زیادی بر روی آن انجام شده است. این پدیده در مطالعه مسائل مهمی مانند آنالیز اطلاعات زمین لرزه، پیشگویی تکرار آن در آینده، شناسایی منابع بزرگ نفت و گاز و غیره کاربرد دارد [۱ و ۲]. یکی از رفتارهایی که امواج در هنگام انتشار در محیط‌های ناهمگن ممکن است از خود بروز دهند، پدیده جایگزیدگی است، که به این معنی است که دامنه تابع موج $\psi(r)$ در فاصله‌های دور از منبع موج به صورت نمایی کاهش می‌یابد، $\psi(r) \sim e^{-r/\lambda}$ ، λ را طول جایگزیدگی می‌نامند [۳ و ۴]. در حقیقت عدم انتشار موج در محیط را جایگزیدگی می‌نامند. پدیده جایگزیدگی در فیزیک ماده چگال در مورد حالت‌های الکترون در یک ماده ناخالص چندین دهه است که مورد مطالعه قرار گرفته است [۵].

۱. Anderson

۲.۱. روش فیلتر کردن فوریه

یک سری اعداد احتمالی $\{u_i\}_{i=1,2,\dots}$ را در نظر بگیرید که همبستگی خاصی ندارند. بنابراین تابع همبستگی عبارت است

$$\langle u_i u_{i+l} \rangle \propto \delta_{l,0} \quad (4)$$

که $\delta_{l,0}$ دلتای کرونکر است.

هدف این است که با استفاده از $\{u_i\}$ ها یک سری اعداد $\{\eta_i\}$ با تابع همبستگی توانی بلندبرد $C(l)$ به شکل زیر تولید کنیم.

$$C(l) = \langle \eta_i \eta_{i+l} \rangle \propto l^{-\gamma} \quad (l \rightarrow \infty) \quad (5)$$

γ نمای همبستگی است و همبستگیهای بلندبرد به بازه $0 < \gamma < d$ مربوط می‌شوند که $d=1$ است. $S(q)$ را به عنوان تبدیل فوریه $C(l)$ تعریف می‌کنیم که شکل مجانبی آن عبارت است از

$$S(q) = \langle \eta_q \eta_{-q} \rangle \propto q^{\gamma-1} = q^{-\beta} \quad (q \rightarrow 0) \quad (6)$$

در این رابطه $\{\eta_q\}$ تبدیل فوریه $\{\eta_i\}$ است که در رابطه زیر صدق می‌کنند.

$$\eta_q = [S(q)]^{1/2} u_q \quad (7)$$

که $\{u_q\}$ ها ضرایب تبدیلات فوریه $\{u_i\}$ هستند [۱۳].

الگوریتم عددی FFM شامل مراحل زیر است:

۱- عبارت یک بعدی $\{u_i\}$ که اعداد احتمالی غیر همبسته با توزیع گاوسی هستند تولید می‌کنیم و ضرایب تبدیلات فوریه $\{u_q\}$ را محاسبه می‌کنیم.

۲- با استفاده از روابط بالا $\{\eta_q\}$ را محاسبه می‌کنیم.

۳- از $\{\eta_q\}$ تبدیل فوریه معکوس می‌گیریم و $\{\eta_i\}$ را به دست می‌آوریم. این عبارت در فضای حقیقی متناسب با تابع همبستگی توانی خواسته شده در معادله (۵) است.

روشهای مختلفی برای محاسبه میزان همبستگی یک سری اعداد وجود دارد. یکی از دقیقترین این روشها روش حذف شیب است که می‌تواند میزان همبستگیهای بلندبرد را محاسبه کند. به همین دلیل به منظور آزمایش میزان همبستگی اعداد تولید شده از روش حذف شیب استفاده کرده‌ایم [۱۴]. یک سری از اعداد تولید شده با استفاده از این الگوریتم در شکل ۱ نشان داده شده است. به وضوح می‌توان

مطالعات به بررسی چگونگی انتقال الکترون در DNA پرداخته شده است [۹]. در بخش دوم این مقاله نحوه تولید اعداد تصادفی با همبستگی بلندبرد توضیح داده خواهد شد.

امواجی که ما علاقه‌مند به مطالعه آنها هستیم، امواج اکوستیک هستند. جاگزیدگی امواج اکوستیک می‌تواند بسیار مهم باشد. به عنوان مثال می‌تواند اطلاعات مهمی در مورد ساختار سنگهایی که در فاصله r از مرکز انفجار قرار دارند به ما بدهند (r باید در مقیاس طول جایگزیدگی باشد). یک روش استاندارد برای مطالعه خواص امواج اکوستیک، در نظر گرفتن یک شبکه جرم و فنر است و با توجه به اینکه معادله شرودینگر برای یک شبکه با پتانسیل تصادفی بسیار شبیه معادله حرکت برای یک شبکه الاستیک با ثابت فنر و جرم کاتوره‌ای است می‌توان از بسیاری از روشهای انجام شده در مورد معادله شرودینگر در این مسئله استفاده کرد [۱۰ و ۱۱]. در قسمت سوم این مقاله معادله حرکت این سیستم را به دست خواهیم آورد.

شبکه جرم و فنر با توجه به اینکه انتقال انرژی در سیستم کاملاً وابسته به مدهای ارتعاشی سیستم است می‌تواند در مورد چگونگی هدایت گرمایی در سیستمهای ناهمگن به کار رود [۱۲]

سیستمی که ما علاقه‌مند به حل آن هستیم یک زنجیره جرم و فنر با ثابت فنر کاتوره‌ای و همبستگی بلندبرد است و با استفاده از روش عکس نسبت مشارکت و استفاده از چگالی حالتها که در بخش چهارم توضیح خواهیم داد نقش همبستگی را بر روی جایگزیدگی مورد مطالعه قرار می‌دهیم.

۲. روشهای تولید همبستگیهای بلندبرد برای سیستمهای بزرگ

یکی از روشهایی که برای تولید اعداد با همبستگی توانی بیشتر مورد استفاده قرار می‌گیرد، فیلتر کردن فوریه (FFM) است. این روش شامل فیلتر کردن مولفه‌های فوریه از یک رشته غیر همبسته از اعداد احتمالی با فیلتر توانی مناسب به منظور وارد کردن همبستگی بین متغیرها می‌باشد.

که در آن

$$\mathbf{K} = k \begin{pmatrix} -2 & 1 & 0 & \dots & 0 \\ 1 & -2 & 1 & & \\ 0 & 1 & -2 & 1 & \dots \\ \vdots & & & \ddots & 1 \\ 0 & \dots & & 1 & -2 \end{pmatrix}$$

می‌توان با محاسبه ویژه مقادیر \mathbf{K} مقادیر ω را به دست آورد

$$\omega_l^2 = \left[2 - 2 \cos\left(\frac{l\pi}{N}\right) \right] \frac{k}{m}$$

و ویژه توابع نظیر آن برابر است با

$$z_l = \left\{ \sin\left(\frac{l\pi}{N}\right), \sin\left(\frac{2l\pi}{N}\right), \dots, \sin\left(\frac{(N-1)l\pi}{N}\right) \right\}$$

می‌توان ثابت کرد که ω های مجاز برای سیستم از رابطه

$$\omega > 2\sqrt{\frac{k}{m}} \text{ به دست می‌آید و یک موج با } \omega < 2\sqrt{\frac{k}{m}}$$

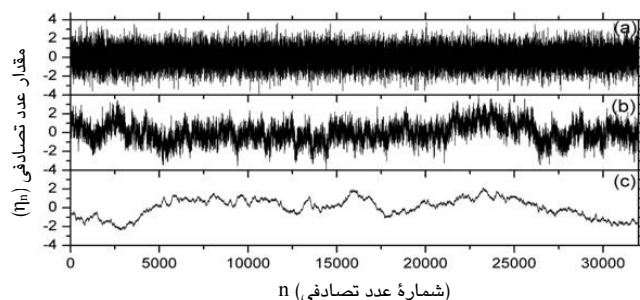
نمی‌تواند در سیستم گسترش یابد. نکته دیگر که می‌توان از ویژه توابع به دست آورد این است که اگر ویژه توابع نظیر ویژه مقدار ω_l را در نظر بگیریم می‌بینیم که با افزایش l تعداد صفرهای تابع موج سیستم افزایش می‌یابد تا در نهایت به مقدار $N-1$ می‌رسد [۱۵].

سیستمی که ما به حل آن علاقمند هستیم سیستمی است با جرم ثابت و برابر یک و ثابت فنرهای تصادفی. ما با استفاده از روش فیلتر کردن فوریه (FFM) یک سری اعداد تصادفی با همبستگی بلندبرد تولید می‌کنیم و مقادیر ثابتهای فنر سیستم را نظیر این اعداد قرار می‌دهیم، به صورتی که میانگین ثابتهای فنر برابر ۵ و واریانس آن برابر واحد باشد. با توجه به اینکه حل تحلیلی این سیستمهای تصادفی ناممکن است از روشهای عددی برای حل این سیستم استفاده می‌کنیم [۶ و ۱۶].

۴. روشهای عددی

۴.۱. نسبت عکس مشارکت^۱

یکی از پارامترهایی که می‌توان با محاسبه آن پی به جایگزیدگی موج در سیستم برد، نسبت عکس مشارکت است که به صورت زیر تعریف می‌شود:



شکل ۱. نویز تصادفی با طول ۳۲۰۰۰ و همبستگی مختلف که به وسیله الگوریتم FFM تولید شده است. در نمودار (a) $\beta=0$ است که یک نویز بدون همبستگی را نشان می‌دهد. برای نمودار (b) $\beta=1$ است و برای نمودار (c) $\beta=2$ است.

تأثیر افزایش همبستگی را در نمودارها مشاهده کرد.

۳. معادله حرکت

در ابتدا ما یک سیستم ساده که شامل N ذره است و به وسیله $(N-1)$ فنر به هم متصل شده‌اند را در نظر می‌گیریم. چنانچه جرم هر ذره را m_l و ثابت فنر را k_l در نظر بگیریم انرژی جنبشی این سیستم برابر $\frac{1}{2} \sum_{l=0}^N m_l \dot{x}_l^2$ و انرژی پتانسیل آن (با فرض این که همسایه‌ها در نظر گرفته شود) برابر

$$\frac{1}{2} \sum_{l=0}^N k_{l+1} (x_{l+1} - x_l)^2$$

با

$$m_l \ddot{x}_l - k_{l+1} (x_{l+1} - x_l) - k_l (x_{l-1} - x_l) = 0 \quad (1)$$

با فرض اینکه مکان ذره با زمان دارای رابطه $x_l = z_l e^{i\omega t}$ باشد معادله ساده می‌شود و می‌توان آن را به شکل ماتریسی زیر نوشت.

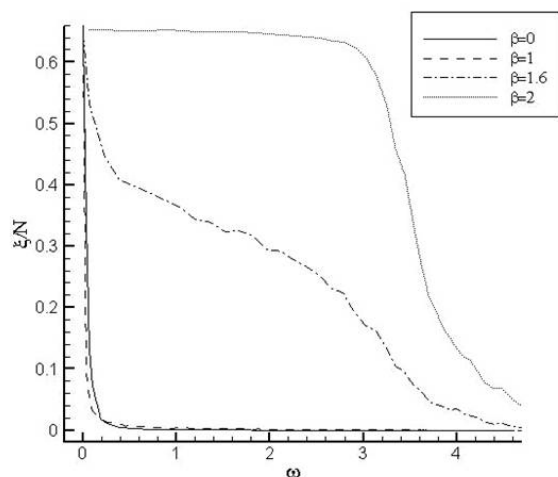
$$(\mathbf{K} + \omega^2 \mathbf{M}) \mathbf{Z} = 0 \quad (2)$$

به طوری که \mathbf{M} یک ماتریس قطری است و عناصر روی قطر آن برابر m_l هاست و ماتریس \mathbf{K} یک ماتریس سه قطری است که:

$$\begin{aligned} \mathbf{K}(l, l) &= -(k_{l+1} + k_l) \\ \mathbf{K}(l, l+1) &= k_{l+1} \\ \mathbf{K}(l-1, l) &= k_l \end{aligned} \quad (3)$$

در صورتی که تمام جرمها را برابر m و تمام ثابتهای فنر را برابر k در نظر بگیریم، معادله به شکل $(\mathbf{K} + \omega^2 m \mathbf{I}) \mathbf{Z} = 0$ در می‌آید

۱. Inverse participation ratio

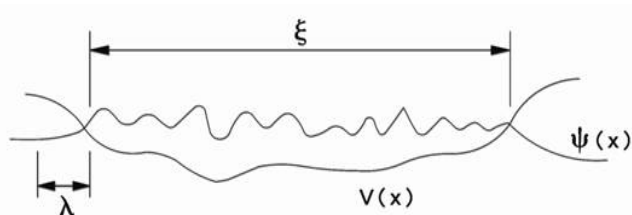


شکل ۳. نمودار $\frac{\xi}{N}$ برای یک سیستم با طول 2° که به ازای چندین نمای همبستگی رسم شده است.

سرعت به سمت صفر میل می‌کند. با افزایش پارامتر β تا حد ۱,۴ تغییرات زیادی مشاهده نمی‌شود و تقریباً تمام حالتها جایگزیده هستند ولی چنانچه پارامتر β را افزایش دهیم تعداد حالت‌های گسترده به سرعت افزایش می‌یابد. می‌توان این طور بیان کرد که با افزایش نظم در سیستم حالت‌های گسترده بیشتر می‌شوند.

برای درک بهتر مفهوم جایگزیدگی می‌توان تابع موج را در طول سیستم رسم کرد یعنی u_n را به ازای مقادیر n رسم کرد. در شکل ۴ تابع موج برای یک سیستم به طول 2° و فرکانس ۱,۶ در دو حالت جایگزیده و گسترده رسم شده است. حالت جایگزیده مربوط به $\beta=0$ و حالت گسترده مربوط به $\beta=2$ است. مشاهده می‌شود در حالت جایگزیده در نقاطی از سیستم دامنه تابع موج صفر است و نشان می‌دهد که موج در این سیستم نمی‌تواند انتقال یابد.

با توجه به این که ابعاد ماتریس بسیار بزرگ است برای محاسبه ویژه بردارها و ویژه مقادیرها از روشهای معمولی نمی‌توان استفاده کرد. ما برای محاسبه آنها از توابع کتابخانه‌ای LAPACK استفاده کرده‌ایم. در این توابع از بهترین الگوریتم‌های موجود برای محاسبات ریاضی مانند محاسبه ویژه مقادیر، حل معادلات خطی و غیره استفاده شده است و می‌توان



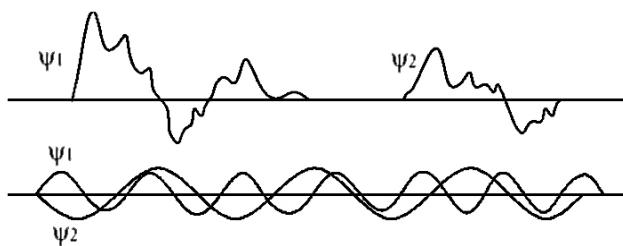
شکل ۲. جایگزیدگی تابع موج ψ در یک سیستم کوانتومی با پتانسیل تصادفی V نشان داده شده است. طول جایگزیدگی برابر λ و نسبت عکس مشارکت برابر ξ است.

$$\xi(\omega) = \frac{\sum_{n=1}^N u_n^{\downarrow}}{\sum_{n=1}^N u_n^{\uparrow}}, \quad (9)$$

که در آن u_n ها ویژه توابع نظیر ω هستند و با قطری کردن ماتریس K به دست می‌آیند. با محاسبه ξ به ازای تمام ω ها می‌توان فهمید به ازای چه مقادیری از ω موج جایگزیده است. برای حالت گسترده $\frac{\xi}{N}$ به سمت یک عدد ثابت میل می‌کند ولی برای حالت جایگزیده $\frac{\xi}{N}$ به سمت صفر میل می‌کند.

نکته قابل ذکر، مقایسه طول جایگزیدگی و ξ است. همان طور که در شکل ۲ برای یک سیستم کوانتومی مشاهده می‌شود طول جایگزیدگی برابر است با طولی که دامنه تابع موج در سیستم به $\frac{1}{e}$ مقدار خود کاهش می‌یابد ولی ξ برابر طولی است که تابع موج در آن طول گسترده است. اگر چه برای یک سیستم گسترده با طول بی‌نهایت هر دوی این مقادیر بی‌نهایت است، ولی از نظر فیزیکی دارای معانی مختلفی هستند که باید دقت کرد [۶ و ۱۵]. برای سیستم‌های کلاسیک نیز این تفاوت برقرار است.

در شکل ۳ مقدار $\frac{\xi}{N}$ برای یک سیستم با طول 2° محاسبه شده است. می‌توان نقش پارامتر همبستگی را در جایگزیدگی تابع موج مشاهده کرد به طوری که چنانچه دیده می‌شود برای حالت کاملاً کاتوره‌ای، $\beta=0$ ، تعداد حالت‌های گسترده بسیار کمتر از حالت‌های جایگزیده است و پارامتر $\frac{\xi}{N}$ به



شکل ۵. در شکل بالا دو موج جایگزیده نشان داده شده است. همان طور که مشخص است این دو موج کاملاً مستقل از هم هستند و در نتیجه فرکانس آنها نیز مستقل است. در مقابل در شکل پایین دو موج گسترده نشان داده شده است که کاملاً به هم وابسته هستند.

اینکه به هم وابسته باشند ارضاء می‌کنند و در نتیجه فرکانسهای آنها نیز مستقل از هم هستند، یعنی همبستگی ندارند، این مسئله در شکل ۵ نمایش داده شده است.

از مکانیک آماری می‌دانیم تابع توزیع اختلاف رویدادهای تصادفی به شکل پواسونی است. بنابراین اگر ویژه مقادیر ماتریس K را محاسبه کنیم (فرکانسهای سیستم) و سپس اختلاف نزدیکترین ویژه مقادیر را به دست آوریم از روی چگالی توزیع به دست آمده می‌توان فهمید که آیا سیستم جایگزیده است یا گسترده. چنانچه توزیع یک توزیع پواسونی^۲ باشد، یعنی:

$$P_p(s) = e^{-s}, \quad (10)$$

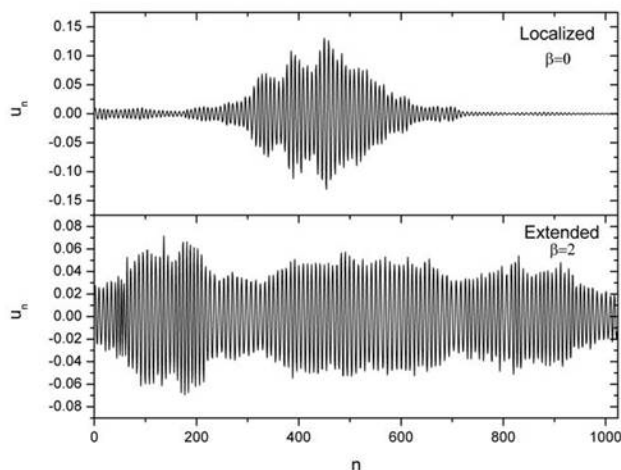
امواج در سیستم جایگزیده‌اند و از فیزیک آشوب می‌دانیم اگر توزیع به صورت ویگنر-دایسون^۳ باشد

$$P_w(s) = a_\alpha s^\alpha e^{-c_\alpha s^\alpha}, \quad \alpha = 1, 2, 4 \quad (11)$$

امواج در سیستم گسترده‌اند. مقادیر ضرایب به وسیله بهنجار کردن معادله به دست می‌آید [۱۷، ۱۸، ۱۹، ۲۱ و ۲۲]:

$$\begin{aligned} a_1 &= \pi/2 & a_2 &= 22/\pi^2 & a_4 &= 2^8/3^6 \pi^3 \\ c_1 &= \pi/4 & c_2 &= 4/\pi & c_4 &= 64/9\pi \end{aligned}$$

ما تابع توزیع اختلاف ترازها را برای سیستمهایی با همبستگیهای مختلف محاسبه کرده‌ایم. چنانچه در شکل ۶



شکل ۴. نمودار تابع موج برای یک سیستم به طول 2^{10} و فرکانس ۱، ۶ در دو حالت جایگزیده و گسترده. حالت جایگزیده مربوط به $\beta=0$ و حالت گسترده مربوط به $\beta=2$ است.

آنها را در برنامه‌های فورترن و C فراخوانی کرد. از مزایای این توابع می‌توان به استاندارد بودن و سرعت بالای آنها در مقایسه با دیگر روشها اشاره کرد. توابعی که ما استفاده کردیم بر پایه الگوریتم QR است. در الگوریتم QR از این اصل استفاده شده که هر ماتریس مربعی را می‌توان به صورت ضرب دو ماتریس متعامد و مثلثی نوشت. بر اساس این می‌توان ماتریس مورد نظر را به صورت یک ماتریس مثلثی نوشت که ویژه مقادیر آن همان عناصر روی قطر آن است.

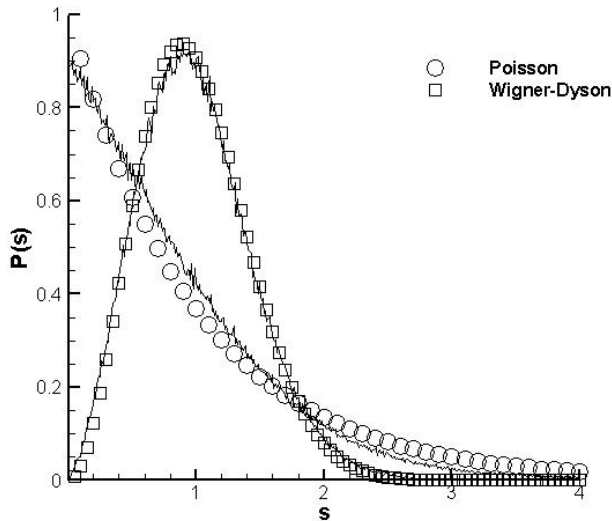
۲.۴. آمار ترازها^۱

یکی از روشهای تشخیص حالت‌های جایگزیده در یک سیستم استفاده از آمار ترازها است. با توجه به اینکه در حالت‌های جایگزیده فرکانسها بر روی یکدیگر تأثیر نمی‌گذارند فرکانسهای حالت‌های جایگزیده بدون همبستگی هستند. این مسئله را می‌توان به صورت ساده این طور توجیه کرد که چنانچه دو موج گسترده را در نظر بگیریم چون باید این دو موج متعامد باشند در نتیجه به هم وابسته هستند و نمی‌توانند هر فرکانسی را اختیار کنند. از طرف دیگر چنانچه هر کدام از امواج تنها در ناحیه‌ای گسترده شده باشند شرط متعامد را بدون

۲. Poissonian

۳. Wigner-Dyson

۱. Level Statistics

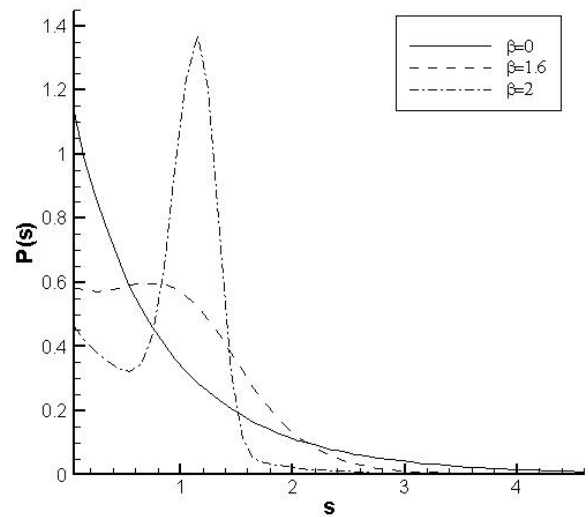


شکل ۷. جداسازی حالتها برای یک سیستم با طول 2^{20} و نمای همبستگی $1/6$ صورت گرفته است. تقریباً تعداد حالتهاى جایگزیده و گسترده برابر بوده و فرکانس بحرانی برابر $2/5$ است. تابع توزیع دو حالت بسیار نزدیک توزیعیهای پواسون و ویگنر - دایسون است.

دسته اول را حالتهاى گسترده و دسته دوم را حالتهاى جایگزیده نامید و مرز بین این دو دسته را نقطه بحرانی نامید [۲۰].

شکل ۷ جداسازی حالتهاى جایگزیده و گسترده را نشان می دهد که با روش گفته شده برای سیستمی با پارامتر همبستگی $1/6$ انجام شده است. در این سیستم حدود نیمی از حالات جایگزیده و نیمی دیگر گسترده است. با استفاده از همین روش می توان مقدار فرکانس بحرانی را به دست آورد. در جدول ۱ فرکانس بحرانی به ازای تعدادی نمای همبستگی که به این روش محاسبه شده آورده شده است.

همان طور که در روش نسبت عکس مشارکت دیده شد، برای حالتهاى $\beta < 1/4$ اکثر حالتها جایگزیده هستند. در این روش نیز فرکانس بحرانی برای حالتهاى با $\beta < 1/4$ بسیار کوچک است و برای حالتهاى با نمای همبستگی بزرگتر به سرعت رشد می کند که با نتایج قبلی مطابقت دارد.



شکل ۶. تابع توزیع اختلاف ویژه حالتها برای یک سیستم با طول 2^{20} و نماهای همبستگی مختلف.

مشاهده می شود، برای سیستم کاملاً تصادفی توزیع بسیار نزدیک به توزیع پواسونی است ولی با افزایش همبستگی تابع توزیع ترکیبی از دو توزیع است که نشان می دهد تحت چنین شرایطی همان طور که در روش قبلی دیده شد برای بعضی از ویژه مقادیر تابع موج گسترده و برای بعضی دیگر جایگزیده است. همچنین می توان نتیجه گرفت که با افزایش همبستگی حالات گسترده افزایش می یابد.

برای جداسازی حالتهاى جایگزیده از حالتهاى گسترده و به دست آوردن نقطه بحرانی که در آن سیستم از حالت گسترده به حالت جایگزیده می رود ما از روشی استفاده کردیم که بر اساس تئوری گفته شده است. ما ابتدا ویژه مقادیر به دست آمده را به دو دسته تقسیم می کنیم و تابع توزیع اختلاف هر دسته را جداگانه رسم می کنیم. می بینیم که دسته اول که شامل ویژه مقادیر کوچکتر است بیشتر به توزیع ویگنر - دایسون نزدیک است و دسته دوم به توزیع پواسون نزدیکتر است. می توان طول این دو دسته را به شرط آن که مجموع طول دو دسته ثابت و برابر طول سیستم باشد آن قدر تغییر داد تا نمودارهای به دست آمده با دقت خوبی روی توزیعیهای پواسون و ویگنر - دایسون مماس شود. در این حالت می توان

جدول ۱. فرکانس بحرانی بر حسب نمای β .

فرکانس بحرانی ω_c	نمای β
0.21 ± 0.01	۱/۴
0.70 ± 0.01	۱/۵
2.5 ± 0.1	۱/۶
3.0 ± 0.1	۱/۷
3.2 ± 0.1	۱/۸
3.7 ± 0.1	۲/۰

۵. نتیجه‌گیری

به طور خلاصه با به کارگیری دو روش نسبت عکس مشارکت و تابع توزیع اختلاف ویژه حالتها دیده شد در

مراجع

10. P Dean, *Proc. Phys. Soc London* **84** (1964) 727.
11. F Dominguez-Adame and E Mucia, *Phys Rev B*. **48** (1993) 6054.
12. F A B F de Moura, M D Coutinho-Filho, E P Raposo *Phys Rev B*. **68** (2003) 012202.
13. H A Makse, S Havlin, M Schwartz and H E Stanley, *Phys. Rev. E* **53** (1996) 5445-5449.
14. Z Chen, P Ch Ivanov, K Hu and H E Stanley, *Phys. Rev. E* **65** (2002) 041107.
15. N W Ashcroft and N D Mermin, "*Solid State Physics*" (Holt-Saunders, London, 1976).
16. P Dean *Reviews of Modern Physics* v **44**, (1972) 2.
17. M L Mehta, "*Random Matrices*", 2nd ed.(Academic Press, New York, 1991).
18. H Obuse and K Yakubo, *Phys. Rev. B* **71** (2005) 035102.
19. S N Evangelou, *Phys. Rev. B* **39** (1989) 12895.
20. S Ciliberti and T S Grigera, *Phys Rev E*. **70** (2004) 061502.
21. O Bohigas, "*Random Matrix Theory and Chaotic Dynamic*," (Amsterdam: north-Holland, 1989).
22. B A Van Tiggelen, "Localization of Waves" (unpublished).
1. N Bleistein, J K Cohen and J W Stockwell, "*Jr., Mathematics of Multidimensional Seismic Imaging, Migration, and Inversion*" (Springer, New York, 2001).
2. F Shahbazi, A Bahraminasab, S Mehdi Vaez Allaei, M Sahimi and M Reza Rahimi Tabar, *Phys. Rev. Lett*, **94** (2005) 165505.
3. P W Anderson, *Phys. Rev.* **109** (1958) 1492; N F Mottand, W D Twose, *Adv. Phys.* **10** (1961) 107.
4. E Abrahams, P W Anderson, D C Licciardello and T V Ramakrishnan, *Phys. Rev. Lett.* **42** (1979) 673.
5. P Sheng, "*Introduction to Wave Scattering, Localization and Mesoscopic Phenomena*" (Academic, San Diego, 1995); M Sahimi, "*Heterogeneous Materials*," Vol. II (Springer, New York, 2003).
6. B Kramer and A Mackinnon, *Rep. Prog. Phys.* **56** (1993) 1469-1564.
7. H A Makse, S Havlin, M Schwartz and H E Stanley, *Phys. Rev. E* **53** (1996) 5445-5449.
8. H Shima, T Nomuva and T Nakayama cond-mat / 0407019 v1 (2004).
9. 10P Carpena, P Bernaola-Gala'n, P Ch Ivanov and H E Stanley, *Nature*. **418** (2002) 955.