

# محاسبات و ارتباطات کوانتمی با اتم‌های ریدبرگی<sup>۱</sup>

محمد صادق خزعلی<sup>۲</sup>

تاریخ دریافت: ۱۳۹۹/۱۰/۰۲

تاریخ بازنگری: ۱۳۹۹/۱۲/۱۷

تاریخ پذیرش: ۱۴۰۰/۰۱/۱۵

## چکیده

اتم‌های برانگیخته به ترازهای انرژی بالا که اتم‌های ریدبرگی نامیده می‌شوند، دارای دوقطبی‌های قوی هستند. امکان ایجاد برهم‌کنش قوی و تنظیم‌پذیر با برانگیختگی لیزری، اتم‌های ریدبرگی را به گزینه‌ای جذاب برای فناوری کوانتمی تبدیل کرده است. در این مقاله مروری، بعد از معرفی اتم‌های ریدبرگی و خواص آن‌ها، پیشرفت‌های حاصله در ساخت رایانه‌های کوانتمی ریدبرگی در شبکه اتمی بررسی می‌شود. سپس کاربرد اتم‌های ریدبرگی در اپتیک کوانتمی و بهره‌گیری از آن در تولید چشمه تک فوتون و گیت دو فوتونی ارائه می‌شود.

**واژگان کلیدی:** اتم‌های ریدبرگی، محاسبات کوانتمی، ارتباطات کوانتمی.

## ۱. مقدمه

محاسبات و ارتباطات کوانتمی چشم‌انداز روشنی از پیشرفت‌های علمی و فناوری نوید می‌دهد. رایانه‌های کوانتمی [۱] در زمینه‌های مختلفی مانند تجزیه به عوامل اول [۲] جستجو [۳] و

<sup>۱</sup> DOI: 10.22051/ijap.2021.34445.1188

<sup>۲</sup> موسسه اپتیک کوانتومی و اطلاعات کوانتومی، اکادمی علوم اتریش، اینسبروک، اتریش؛  
دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شریف، تهران، ایران. Email: mskhazali@yahoo.com

شبه‌سازی کوانتومی [۶-۴]، بر رایانه‌های کلاسیک برتری دارند. تولید اینترنت کوانتومی [۹-۷] برای ایجاد خوشه‌هایی از رایانه‌های کوانتومی، رمزنگاری کوانتومی برای ارتباطات ایمن [۱۰]، همزمان‌سازی ساعت‌های اتمی [۱۱]، ایجاد شبکه‌ی همدوسی از تلسکوپ‌ها [۱۲] و کاربردهای گوناگون دیگر [۱۳-۱۶] در اولویت سرمایه‌گذاری روز دنیا قرار دارد.

مدل‌های محدودی از رایانه‌های کوانتومی در ساختارهای ابررسانایی، یونی، اتمی و فوتونی پیاده‌سازی شده‌اند [۱۷]. در رایانه‌های با مبنای اتمی، اتم‌های برانگیخته به ترازهای بالای انرژی (ترازهای ریدبرگی) دارای مزیت تنظیم‌پذیری عالی هستند [۱۸]. این قابلیت به دلیل امکان استفاده از برانگیختن لیزری اتم‌ها به‌عنوان وسیله‌ی تنظیم برهم‌کنش دوربرد و قوی دوقطبی-دوقطبی است [۱۹]. امکان روشن و خاموش کردن برهم‌کنش با تفاوت انرژی از مقیاس ۱۲ مرتبه‌ی بزرگی تنها منحصر به سامانه‌های ریدبرگی است. در مقام مقایسه‌ی سامانه‌های یونی، به دلیل حضور دائمی برهم‌کنش فوق‌قوی کولنی، امکان تکثیرپذیری کمتری نسبت به شبکه‌های اتمی دارند.

قابلیت ایجاد شبکه‌های بزرگ از اتم‌های فوق‌سرد [۲۰] و برانگیختن آن‌ها به تراز ریدبرگی، انقلابی در فناوری کوانتومی ایجاد کرده است. پیشرفت‌های متعاقب در برانگیختن ترازهای ریدبرگی اتم‌های داغ [۲۱] و همچنین اکسیژن‌ها [۲۲] در مواد بلوری امکان تولید انبوه این فناوری را نوید می‌دهد. اتم‌های ریدبرگی کاربردهای متنوعی در زمینه‌ی محاسبات کوانتومی [۲۳]، اپتیک کوانتومی غیرخطی [۲۴، ۲۵]، ایجاد درهم‌تنیدگی [۲۶، ۲۷]، شبه‌سازی کوانتومی سامانه‌های حالت جامد [۲۸] و تولید مواد کوانتومی [۲۹، ۳۰] دارد.

در این مقاله مروری بعد از معرفی اتم‌های ریدبرگی و خواص آن‌ها، پیشرفت‌های حاصل در ساخت رایانه‌های ریدبرگی در شبکه‌ی اتمی بررسی می‌شود. سپس کاربرد اتم‌های ریدبرگی در اپتیک کوانتومی و بهره‌گیری از آن در تولید چشمه‌ی تک فوتون و گیت دوفوتونی ارائه می‌شود.

## ۲. اتم‌های ریدبرگی و خواص آن‌ها

اتم‌های ریدبرگی، اتم‌هایی است که الکترون ظرفیت آن‌ها به ترازهای بالای انرژی برانگیخته شده است. این اتم‌ها خواصی غیرمتعارف در مقایسه با اتم‌های حالت پایه دارند. برای مثال در اتم هیدروژن اندازه‌ی اتم ریدبرگی  $r \propto n^2$  برانگیخته به تراز 100S در حدود  $1\mu\text{m}$  می‌باشد. برای مقایسه، این اتم ریدبرگی ۱۰۰۰۰ بار بزرگ‌تر از اتم حالت پایه است. گشتاور دوقطبی قوی تراز ریدبرگ به ترازهای ریدبرگی همسایه  $\mu_{rr'} = \langle r | \mu | r' \rangle \propto n^2$  سبب ایجاد قطبش قوی در اتم‌های ریدبرگی می‌شود. وجود دوقطبی‌های قوی در کنار فاصله‌ی کم ترازهای انرژی  $\Delta E_{rr'} \propto n^{-3}$  باعث ایجاد برهم‌کنش قوی دوقطبی-دوقطبی  $\propto n^4$  و واندروالس  $\propto n^{11}$  می‌شود.

از طرف دیگر کاهش همپوشانی تراز ریدبرگی و تراز پایه، باعث کاهش گشتاور دو قطبی جابه جایی میان حالت پایه و حالت اتمی  $\mu_{rg} \propto n^{-3/2}$  و در نتیجه نواخت و انگیختگی تراز ریدبرگی می شود. همین امر موجب طول عمر بالای اتم های ریدبرگی می شود. برای مثال، تراز  $n=50$  طول عمری معادل  $100\mu s$  دارد. برخی خواص اتم های ریدبرگی در جدول شماره ۱ آمده است.

جدول ۱ مقیاس خواص مهم اتم های ریدبرگی بر اساس عدد کوانتمی اصلی  $n$ .

خواص	تناسب
انرژی ترازها	$n^{-2}$
فاصله انرژی ترازها	$n^{-3}$
شعاع مداری	$n^2$
گشتاور دو قطبی $\mu_{rrr}$	$n^2$
گشتاور دو قطبی $\mu_{gr}$	$n^{-3/2}$
قطبش پذیری	$n^7$
طول عمر تابشی	$n^3$
طول عمر متأثر از برانگیختگی با تابش جسم سیاه	$n^2$
برهم کنش وان در والس	$n^{11}$
برهم کنش دو قطبی	$n^4$

ترازهای انرژی اتم های ریدبرگی مانند ترازهای انرژی اتم هیدروژن است. علت این پدیده در همپوشانی ناچیز الکترون ظرفیت ریدبرگی و هسته یونی است. تأثیرات هسته یونی با استفاده از پارامتر وابسته به حالت نقص کوانتمی  $\delta_{nlj}$  در نظر گرفته می شود (برای اطلاعات بیشتر رک. جدول شماره ۲). ترازهای انرژی با رابطه زیر داده می شود

$$E_{nl} = -R/(n - \delta_{nlj})^2 \quad (1)$$

که در آن،  $R = 13.61eV$  ثابت ریدبرگ و  $n$  عدد کوانتمی اصلی است. بر خلاف ترازهای اتم هیدروژن، ترازهای دارای عدد کوانتمی اربیتال  $l$  مختلف و  $n$  یکسان تبهگن نیستند. علت این پدیده را در نفوذ الکترون به هسته یونی در  $l < 3$  و برهم کنش الکترون ظرفیت با الکترون های هسته یونی می توان یافت. لختی های زاویه ای بزرگ تر متناظر با اهای بزرگ تر باعث نیروی گریز از مرکز بزرگ تر می شود و تابع موج الکترون را از محدوده هسته یونی خارج می کند و در نتیجه انرژی حالت های با  $l > 3$  تبهگن می شود. مقیاس انرژی ترازهای ریدبرگی و فاصله انرژی ترازهای همسایه ریدبرگی به ترتیب با  $E_r \propto n^{-2}$  و  $E_r - E_{r0} \propto n^{-3}$  داده می شود.

**جدول ۲** پارامتر نقص کوانتومی با رابطه  $\delta_{n,l,j} = b_1(l,j) + b_2(l,j)/(n - b_1(l,j))^2$  محاسبه می‌شود.

l	j	b <sub>1</sub>	b <sub>2</sub>
۰	۰/۵	۳/۱۳۱۱۸۰۴	۰/۱۷۸۴
۱	۰/۵	۲/۶۵۴۸۸۴۹	۰/۲۹۰۰
۱	۱/۵	۲/۶۴۱۶۷۳۷	۰/۲۹۵۰
۲	۱/۵	۱/۳۴۸۰۹۱۷۱	۰/۶۰۲۸۶
۲	۲/۵	۱/۳۴۶۴۶۵۷۲	۰/۵۹۶
۳	۲/۵	۰/۰۱۶۵۱۹۲	۰/۰۸۵
۳	۳/۵	۰/۰۱۶۵۴۳۷	۰/۰۸۶

**طول عمر تراز ریدبرگی:** عوامل اصلی اتلاف از تراز ریدبرگی اتلاف تابشی و اتلاف تابش سیاه است. طول عمر تراز ریدبرگی از رابطه  $\tau_R = (\Gamma_r + \Gamma_{BBr})^{-1}$  به دست می‌آید. نواخت اتلاف تابشی از جمع نواخت و انگیزش تراز  $i$  به ترازهای دیگر  $f$  داده می‌شود [۲۸-۳۱]

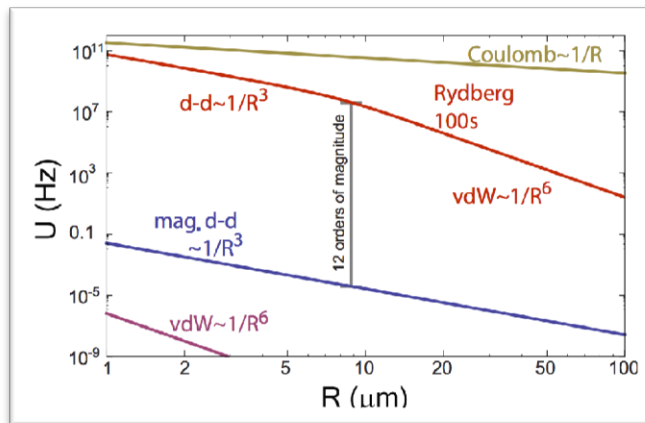
$$\Gamma_r = \sum_f A_{if} = \frac{2e^2}{3\epsilon_0 c^3 \hbar} \sum_{E_f < E_i} \omega_{if}^3 |\langle i | \mathbf{r} | f \rangle|^2 \quad (۲)$$

که  $A$  عامل انیشتن نام دارد. کانال غالب در نواخت اتلاف تابشی، کانالی است که بزرگ‌ترین فاصله انرژی  $\omega_{if}$  را داشته باشد. در نتیجه طول عمر تابشی با مقیاس  $n^3$  رابطه دارد. برهم کنش دو قطبی دو اتم ریدبرگی با رابطه  $C_3/r^3$  داده می‌شود که در آن  $C_3$  با توان دوم گشتاور جابه‌جایی دو قطبی میان دو زوج ریدبرگی رابطه دارد. در نتیجه برهم کنش دو قطبی با مقیاس  $n^4$  رابطه دارد. در برهم کنش واندرواللس  $C_6/R^6$ ، برهم کنش غیرتشدیدی در مرتبه دوم تقریب بررسی می‌شود. از آن‌جا که  $C_6$  با توان چهارم گشتاور جابه‌جایی دو قطبی تقسیم بر تفاوت انرژی دو زوج ریدبرگی رابطه دارد مقیاس آن با  $n^{11}$  داده می‌شود.

برانگیختن لیزری اتم‌های ریدبرگی نقش کلیدی در ایجاد برهم کنش قوی و کنترل‌پذیر اتمی ایفا می‌کند. امکان روشن و خاموش کردن سریع برهم کنش با استفاده از برانگیختن لیزری و هم‌چنین تمایز قدرت برهم کنش با ۱۲ مرتبه بزرگی (شکل ۱) باعث جذابیت اتم‌های ریدبرگی برای استفاده در فناوری کوانتومی شده است.

### ۳. رایانه‌های کوانتومی در شبکه اتم‌های ریدبرگی

در گیت‌های ریدبرگی، بیت کوانتومی (کیوبیت) در دو تراز فوق پایدار پایه اتمی ذخیره و به صورت  $|0\rangle$  و  $|1\rangle$  نام‌گذاری می‌شود. در گیت‌های دو کیوبیتی، حالت  $|1\rangle$  هر دو اتم به



**شکل ۱:** برهم کنش دو اتم در تراز پایه (آبی)، تراز 100S ریدبرگی (قرمز) و دو یون (طلایی) بر حسب فاصله دو اتم. کنترل لیزری تراز اتمی به عنوان کلیدی برای روشن و خاموش کردن به اختیار برهم کنش با نفاذی از مرتبه ۱۲، اتم‌های ریدبرگی را نامزد جذابی برای آزمایش‌های کوانتومی می‌کند. قدرت برهم کنش در فاصله‌های کوتاه از نوع دوقطبی  $\frac{C_3}{r^3}$  و در فاصله‌های بزرگ از نوع واندروالس  $\frac{C_6}{r^6}$  است [۲۳].

تراز ریدبرگی برانگیخته می‌شود. در این جا بسته به قدرت برهم کنش دوقطبی دو نوع گیت برهم کنشی [۱۸، ۲۴، ۳۳] یا بلاکیدی [۳۴-۴۰] تعریف می‌شود. در گیت برهم کنشی هر دو اتم به تراز ریدبرگی برانگیخته و فاز  $\pi$  از برهم کنش دو اتم در طول زمان ایجاد می‌شود. انتقال همدوس ترازهای ریدبرگی به تراز  $|11\rangle$  به انتقال فاز مذکور به فضای کیوبیتی می‌انجامد. در گیت‌های بلاکیدی، برهم کنش قوی، تراز ریدبرگی را از تشدید با لیزر خارج کرده و مانع از برانگیختگی هم‌زمان دو اتم می‌شود. در مدل بلاکیدی فاز مقید، از فرایند برانگیختگی لیزری ایجاد می‌شود. زمانی که اتم‌های خنثی در حالت پایه هستند کم‌ترین برهم کنش را با اتم‌های دیگر دارند که در نتیجه به طول عمر و همدوسی طولانی آن‌ها می‌انجامد. از طرف دیگر، برهم کنش ضعیف سبب سخت‌تر شدن تولید گیت‌های دو اتمی می‌شود. برای حل این مشکل از ادغام تله‌های اتمی و بهره‌گیری از برهم کنش اتم‌ها یا از روش‌های تداخلی استفاده می‌شود. راه حل بهتر برای ایجاد برهم کنش قوی و دوربرد برانگیزش اتم‌های خنثی به ترازهای ریدبرگی است. برهم کنش قوی دوقطبی سبب ایجاد فاصله ممنوعه (بلاکید) در اطراف اتم ریدبرگی می‌شود. در این فاصله اتم‌های اطراف از تشدید با لیزر خارج می‌شوند و در نتیجه امکان برانگیختگی آن‌ها وجود نخواهد داشت. این برانگیختگی مشروط، به عنوان منبع اصلی در تولید گیت‌های دو اتمی استفاده می‌شود. مانع اساسی در ساخت گیت‌های ریدبرگی با ماندگاری مطلوب، طول عمر کوتاه تراز ریدبرگی و برانگیختگی ناخواسته ترازهای همسایه است [۲۳، ۴۱]. استفاده از محیط برودتی [۴۲]

باعث کاهش اتلاف ناشی از تابش سیاه شده و طول عمر تراز ریدبرگی را زیاد می‌کند. برانگیختگی ناخواسته ترازهای همسایه با استفاده از مدل حالت تاریک تنظیم‌پذیر است [۴۳]. استفاده از مدل حالت تاریک، نامانستگی گیت ریدبرگی را تا مرتبه  $1/00000$  کاهش می‌دهد. یکی دیگر از مشکلات تجربی از نوفه لیزرهای برانگیزنده ناشی می‌شود. تلاش‌های اخیر در استفاده از کاواک برای کاهش این نوفه‌ها سبب افزایش مانستگی برانگیختگی تا  $97\%$  شده است [۴۵]. پیشرفت‌های جدید در تولید شبکه‌های اتمی یک [۴۶، ۴۷] و دو [۴۸-۵۷] و سه [۵۸، ۵۹] بعدی با صدها اتم مقید، امکان محاسبات کوانتومی پیچیده به همراه اعمال دستورالعمل‌های تصحیح خطا را مهیا کرده است.

اتم‌های ریدبرگی به دلیل برهم‌کنش دوربرد و قوی خود جذابیت زیادی برای تولید گیت‌های چندکیوبیتی [۴۴، ۶۰] یا ایجاد درهم‌تنیدگی [۲۶، ۲۷، ۴۴] در ابعاد اتمی بالا را دارند. در حالی که تمامی عملیات‌های کوانتومی را با استفاده از مداری از گیت‌های تک کیوبیتی و دوکیوبیتی می‌توان پیاده‌سازی کرد، استفاده از برهم‌کنش چندذره‌ای برای پیاده‌سازی مستقیم الگوریتم‌های پیچیده کوانتومی باعث افزایش سرعت و دقت عملیاتی می‌شود. برای مثال، در تولید گیت توفولی  $C_k$ -NOT با  $k > 5$  به  $120-32k$  عدد گیت یک و دو کیوبیتی نیاز است [۶۱] که  $2k+2$  عدد از آن‌ها گیت C-NOT است [۶۲]. با استفاده از برهم‌کنش دوربرد ریدبرگی در گیت حالت تاریک، تمامی عملیات گیت مستقل از تعداد کیوبیت‌ها  $k$ ، تنها با شش تپ لیزر انجام می‌شود [۴۴]. تولید گیت  $C$ -NOT $_k$  توسط اتم‌های ریدبرگی امکان تولید حالت GHZ یا گره‌بند شرویدینگر را در یک مرحله مهیا می‌کند [۶۳-۴۴، ۶۶]. همچنین تولید گیت توفولی  $C_k$ -NOT در دستورالعمل‌های اصلاح خطا [۶۷] و جستجوی کوانتومی [۶۸، ۶۹] کاربرد دارد.

#### ۴. اپتیک کوانتومی با اتم‌های ریدبرگی

در اپتیک کوانتومی با اتم‌های ریدبرگی، ما به دنبال استفاده از برهم‌کنش قوی برای کنترل نور در ابعاد تک فوتون هستیم. در این زمینه تولید چشمه تک فوتون، ترانزیستورهای فوتونی و دروازه‌های فوتونی مد توجه قرار دارند. در این بخش، ابتدا به فیزیک انتشار فوتون‌ها در محیط ریدبرگی می‌پردازیم. برهم‌کنش فوتون‌ها و اتم‌ها برای ایجاد حافظه کوانتومی به طور گسترده‌ای بررسی شده است [۷۰-۷۳]. برای توضیح برهم‌کنش اتم‌ها و فوتون‌ها، محیط اتمی را مجموعه‌ای از اتم‌های دو ترازه با حالات پایه  $|g\rangle$  و حالت برانگیخته ریدبرگی  $|r\rangle$  در نظر می‌گیریم. تک فوتونی که در زمان  $t = 0$  در محیط اتمی قرار می‌گیرد، موجب ایجاد برانگیختگی غیرمقید در سامانه می‌شود. این برانگیختگی به صورت زیر نمایش داده می‌شود

$$\sigma(z, t) = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{j=1}^N c_j e^{ik \cdot z_j} |g_1 \dots r_j \dots g_N \rangle \quad (۳)$$

که در آن،  $N$  تعداد اتم‌ها و  $z_j$  مکان اتم  $j$ ام و  $c_j$  دامنه برانگیختگی اتم  $j$ ام است. در این تابع موج تنها یک اتم توسط تک‌فوتون برانگیخته شده است، اما این که کدام اتم برانگیخته است مشخص نیست. در این حالت برهم‌نهی اطلاعات فوتون در فاز و دامنه تابع موج ذخیره می‌شود تا در هنگام بازیافت فوتون در جهت اولیه خود تداخل سازنده داشته و بازیافت شود.

در اپتیک ریدبرگی، برای تولید شفافیت ناشی از القای الکترومغناطیسی (EIT)<sup>۱</sup>، تراز برانگیخته ریدبرگی  $|r\rangle$  توسط لیزر به تراز  $|e\rangle$  با بسامد رابی  $\Omega$  جفت می‌شود. همچنین، تراز  $|e\rangle$  توسط پمپ تک‌فوتون به تراز پایه با ضریب  $g\sqrt{N}$  جفت می‌شود. ویژه حالت این سامانه پلاریتون نام دارد، که شبه‌ذره‌ای است تشکیل شده از فوتون و برانگیختگی ریدبرگی [۷۴]

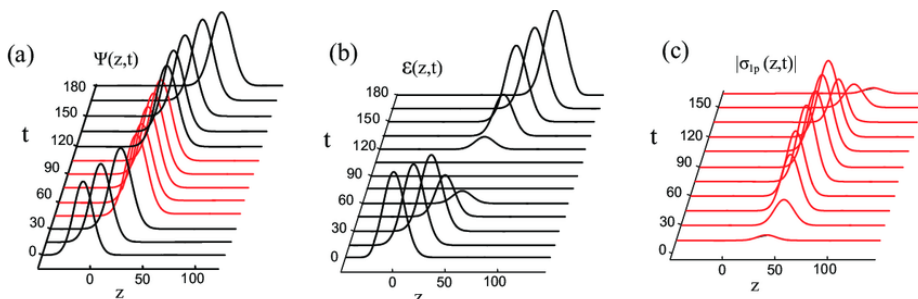
$$\widehat{\Psi}(z, t) = \cos \theta(t) \widehat{\varepsilon}(z, t) - \sin \theta(t) \sqrt{N} \widehat{\sigma}(z, t) \quad (۴)$$

که طبیعت فوتونی یا اتمی این ذره و سرعت انتشار آن در محیط  $c \cos^2 \theta$  با استفاده از شدت لیزر مهار می‌شود،

$$\cos \theta = \frac{\Omega(t)}{g\sqrt{N}} \quad (۵)$$

معادله حرکت شبه‌ذره پلاریتون با عبارت زیر داده می‌شود

$$\left[ \frac{\partial}{\partial t} + c \cos^2 \theta(t) \frac{\partial}{\partial z} \right] \widehat{\Psi}(z, t) = 0 \quad (۶)$$



**شکل ۲** (الف) پلاریتون شبه‌ذره‌ای است با دو ماهیت (ب) فوتونی و (س) اتمی [۷۴]. طبیعت این ذره و سرعت انتشار آن در محیط با استفاده از شدت لیزر کنترل می‌شود.

درحالی‌که فوتون‌ها با هم برهم‌کنشی ندارند، تبدیل آن‌ها به پلاریتون‌های ریدبرگی به برهم‌کنش قوی و اندروالس می‌انجامد. برای مثال، در صورتی که محیط اتمی از شعاع بلاکید

<sup>1</sup> Electromagnetically induced transparency (EIT)

کوچک تر باشد تنها یک برانگیختگی در محیط شکل می‌گیرد که به صورت تک فوتون از محیط اتمی خارج می‌شود [۷۸۷۵].

### ۵. چشمه تک فوتون

روش‌های متنوعی در تولید چشمه تک فوتون به کار رفته است [۷۹]. در مدل ریدبرگی چشمه تک فوتون با استفاده از روش فیلتر کردن یا برانگیختن تک تابشگر تولید می‌شود. در مدل فیلترینگ، تپ اپتیکی چند فوتونی با عبور از محیط اتمی تحت EIT ریدبرگی به دو طریق فیلتر می‌شود. در روش اول برهم کنش ریدبرگی در تپ غیر تک فوتون شفافیت القایی با میدان الکترومغناطیس را از بین برده و باعث کدر شدن محیط می‌شود [۸۰، ۸۱]. در مدل دوم برهم کنش وابسته به فاصله ریدبرگی  $C_6/r^6$  اطلاعات فازی پلاریتون را بر هم زده [۸۲] و در نتیجه برهم‌کنش سازنده در رابطه (۳) از بین می‌رود.

در مدل تک تابشگر، محیط اتمی کوچک تر از شعاع بلاکید در نظر گرفته می‌شود. برانگیزش لیزری این محیط سبب تولید یک تابشگر ریدبرگی می‌شود [۷۸۷۵]. برای جدا کردن تک فوتون تولید شده از لیزر پمپاژ گسیلنده می‌توان از خاصیت پارسل<sup>۱</sup> استفاده کرد [۷۵]. در این روش با قرار دادن محیط درون کاواک احتمال تابش در راستای کاواک را افزایش می‌دهیم. راه دیگر استفاده از تفاوت طول موج در مدل ترکیب چهار موج<sup>۲</sup> است [۷۶]. در کاربردهای فناورانه، استفاده از اتم‌های فوق سرد مانع مقیاس‌پذیری<sup>۳</sup> چشمه تک فوتون می‌شود. از این رو تولید مدل‌های بالا در اتم‌های داغ [۷۶] و همچنین در اکسیژن‌ها [۷۵، ۸۳] دنبال شده است.

### ۶. گیت‌های فوتونی

عنصر اساسی دیگر در تولید شبکه فوتونی (اینترنت کوانتومی) [۹-۷]، گیت‌های فوتونی است. در این گیت‌ها، فوتون کنترلی باعث ایجاد فاز  $\pi$  در فوتون هدف می‌شود. نبود برهم کنش میان فوتون‌ها، تولید گیت غیر تصادفی دوفوتونی را برای مدت‌ها دست‌نیافتنی کرد، به طوری که در مجامع علمی تولید آن را غیرممکن می‌دانستند [۸۴، ۸۵]. تولید گیت دوفوتونی به کامل کردن مجموعه جامعی از گیت‌های کوانتومی<sup>۴</sup> می‌انجامد که با آن هر محاسبه‌ای را می‌توان انجام داد. به طور خاص گیت‌های دوفوتونی در افزایش بازده ایستگاه‌های تقویت تپ کوانتم<sup>۵</sup> برای ارتباطات

<sup>1</sup> Purcell effect

<sup>2</sup> Four wave mixing

<sup>3</sup> Scalability

<sup>4</sup> Universal quantum gates

<sup>5</sup> Quantum repeaters



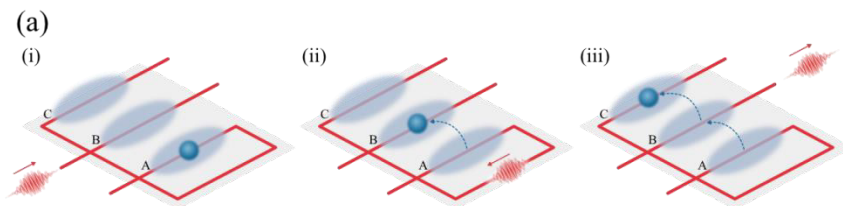
کوانتمی راه دور مؤثر هستند. گیت‌های دوفوتونی به دو دسته با کارکرد احتمالاتی و قطعی تقسیم می‌شوند. در مدل احتمالاتی، پروتوکل KLM [۸۶] با استفاده از اپتیک خطی و پساگزینش<sup>۱</sup> برهم‌کنش احتمالی مؤثری بین فوتون‌ها ایجاد می‌کند. هم‌چنین مدل محاسبات کوانتمی یک‌طرفه<sup>۲</sup> [۸۷، ۸۸] نیز معرفی شده است که در آن تولید شبکه فوتونی درهم‌تنیده اولیه به صورت احتمالاتی انجام می‌گیرد. در گیت‌های با کارکرد قطعی، از مدل پلاریتونی که در بالا توضیح داده شد استفاده می‌شود. برهم‌کنش ریدبرگی میان پلاریتون‌ها به شدت قوی بوده و به تولید گیت فوتونی موجبیتی می‌انجامد.

در تولید گیت‌های فوتونی ایجاد فاز  $\pi$  میان دو فوتون سبب تولید جدول منطقی گیت C-PHASE می‌شود. سه راه مختلف در تولید این فاز مشروط وجود دارد.

۱. این فاز را می‌توان از برانگیختگی دو پلاریتون به تراز ریدبرگی و برهم‌کنش آن‌ها در طول زمان به دست آورد [۲۴].

۲. فاز مورد نظر از فرایند برانگیختگی لیزری به وجود می‌آید. در این جا فاز مشروط از خاصیت بلاکید ایجاد می‌شود [۸۹]. در این حالت دو پلاریتون باید در فاصله نزدیک هم قرار گیرند.

۳. راه سوم در ایجاد گیت فوتونی بر اساس جابه‌جایی پلاریتون‌ها تعریف می‌شود [۲۵]. در این قسم جابه‌جایی برانگیختگی ریدبرگی بر اثر برهم‌کنش و اندرواللس، موجب تولید فاز  $\pi/2$  شده و دو برخورد متعاقب مانند شکل ۳ فاز  $\pi$  مد نظر را ایجاد می‌کند.



شکل ۳ دو برخورد متعاقب پلاریتون‌ها سبب جابه‌جایی تراز ریدبرگی و ایجاد فاز  $\pi$  و در نتیجه گیت C-PHASE می‌شود [۲۵].

## ۷. نتیجه‌گیری و چشم‌انداز

در این مقاله، مروری بر خواص اتم‌های ریدبرگی و کاربرد آن‌ها در فناوری اطلاعات کوانتمی ارائه شد. برهم‌کنش دوربرد و قوی و تنظیم‌پذیر ریدبرگی می‌تواند ارزشمندی در پیاده‌سازی

<sup>1</sup> Post selection

<sup>2</sup> One way quantum computing

الگوریتم‌های پیچیده کوانتمی در مقایسه با مدل مداری به حساب می‌آید. ترازهای ریدبرگی و فیزیک ارائه شده در این مقاله، قابل بسط به هر سامانه الکترونی مقید نظیر تمامی اتم‌های جدول مندلیف، یون‌ها، ملکول‌ها و اکسیتون‌ها در نیم‌رساناهاست. برهم‌کنش ریدبرگی در زمینه‌های دیگر فناوری نظیر شبیه‌سازی کوانتمی، اندازه‌گیری و عکس‌برداری کوانتمی به‌طور گسترده‌ای به کار رفته است.

مانع اصلی تکثیرپذیری در پردازشگرهای ریدبرگی، طول عمر کوتاه این اتم‌هاست. در این راستا، برانگیختن و جداسازی ترازهای ریدبرگی دایره‌ای در حضور میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی، باعث دست‌یابی به ۲۰۰ ثانیه زمان همدوسی گردیده است [۹۰]. مانستگي گیت‌های آزموده در این سامانه از مرتبه گیت‌های پیشرو یونی است. در فناوری‌های مرتبط به ارتباطات کوانتمی، استفاده از اتم‌های فوق سرد مانع اصلی در تکثیرپذیری است. در حالی که اتم‌های فوق سرد نیاز به تأسیسات آزمایشگاهی بزرگ دارند، استفاده از مدل ریدبرگی در اتم‌های داغ یا اکسیتون‌ها امکان پیاده‌سازی سامانه در ابعاد کاربردی را فراهم می‌آورد.

برهم‌کنش دوربرد ریدبرگی و برانگیختگی لیزری اتم‌های دلخواه، امکان اعمال برنامه‌نویسی کوانتمی در شبکه اتمی را فراهم آورده است. توان لیزری و در نتیجه سرعت گیت تابعی از فاصله اتمی است. در مدل بلاکیدی توان لیزری دارای حد بالای برهم‌کنش ریدبرگی است. در نتیجه زمان طولانی برهم‌کنش در حضور اتلاف ریدبرگی، برد برهم‌کنش و گنجایش پردازشگرهای ریدبرگی را تعیین می‌کند.

## ۸. تقدیر و تشکر

مؤلف از حمایت مالی بنیاد ملی نخبگان از این پروژه تقدیر می‌کند.

## منابع

- [1] Deutsch D., Proc. R. Soc. Lond. A 400, 97 (1985).
- [2] Sho P. W., SIAM J. Comput. 2, 1484 (1997).
- [3] Grove L. K., Phys. Rev. Lett. 7, 325 (1997).
- [4] Feynman R. P., Int. J. Theor. Phys. 21, 467 (1982).
- [5] Lloyd S., Science 273, 1073 (1996).
- [6] Brown K. L., W. J. Munro, and V. M. Kendon., Entropy 12, 2268 (2010).
- [7] Simon C., Nature Photonics 11, 678 (2017).
- [8] Wehner S., Elkouss D., Hanson R., Nature 362, 6412, (2018).
- [9] Meter V., Rodney Quantum Networking. Hoboken: Wiley, 127 (2014).
- [10] Bennett C. H. and Brassard G., Quantum cryptography: Public key distribution and coin tossing. In Proceedings of IEEE International Conference on Computers, Systems and Signal Processing, volume 175, 8 (1984).
- [11] Kómár, P., Kessler, E. M.; Bishof, M.; Jiang, L.; Sørensen, A. S.; Ye, J.; Lukin, M. D. "A quantum network of clocks". Nature Physics. 10, 582 (2014).

- [12] Gottesman D., Jennewein T., Croke S., "Longer-Baseline Telescopes Using Quantum Repeaters". *Physical Review Letters*. **109**, 070503 (2012).
- [13] Döscher C, Keyl M - *Fluctuation and Noise Letters* **2**, 125 (2002).
- [14] Bennett C. H.; Brassard, Gilles "Quantum cryptography: Public key distribution and coin tossing". *Theoretical Computer Science*, **560**, 7 (2014).
- [15] Lunghi, T., Kaniewski, J., Bussi eres, F., Houlmann, R., Tomamichel, M., Kent, A., Gisin, N., Wehner, S., Zbinden, H. "Experimental Bit Commitment Based on Quantum Communication and Special Relativity", *Physical Review Letters*. **111**, 18 (2013).
- [16] Wang, Ming-Qiang, Wang, Xue, Zhan, Tao "Unconditionally secure multi-party quantum commitment scheme" (PDF). *Quantum Information Processing*. **17**, 2 (2018).
- [17] Ladd T. D., Jelezko F., Laflamme R., Y. Nakamura, C. Monroe, and J. L. O'Brien. *Nature* **464**. 45 (2010);
- Kjaergaard M., et al. "Superconducting qubits: Current state of play." *Annual Review of Condensed Matter Physics* **11**, 369 (2020);
- B. Iulia, S. Ashhab, and F. Nori. "Natural and artificial atoms for quantum computation." *Reports on Progress in Physics* **74**, 104401(2011);
- Flamini, Fulvio, Nicolo Spagnolo, and Fabio Sciarrino. "Photonic quantum information processing: a review." *Reports on Progress in Physics* **82**, 016001(2018).
- [18] Jaksch D., Cirac J.I., Zoller P., Rolston S.L., R. Cote, and M.D. Lukin, *Phys. Rev. Lett.* **85**. 2208 (2000).
- [19] Saffman M., Walker T. G., and Mølmer K., *Rev. Mod. Phys.* **82**, 2313 (2010).
- [20] Barredo D, Lienhard V, de Leseleuc S, Lahaye T and Browaeys A *Nature* **561**. 79 (2018).
- [21] Ripka F, Kubler H, Low R and Pfau T, *Science* **362**, 446 (2018).
- [22] Kazmierczuk T., et. al, *Nature* **514**, 343 (2014).
- [23] Saman M., Walker T. G., and Mølmer K., *Rev. Mod. Phys.* **82**, 2313 (2010); Maller K. M., M. T. Lichtman, T. Xia, Y. Sun, M. J. Piotrowicz, A.W. Carr, L. Isenhower, and M. Saffman, Rydberg-Blockade Controlled-NOT Gate and Entanglement in a Two-Dimensional Array of Neutral-Atom Qubits, *Phys. Rev. A* **92**, 022336 (2015); T. M. Graham, M. Kwon, B. Grinkemeyer, Z. Marra, X. Jiang, M. T. Lichtman, Y. Sun, M. Ebert, and M. Saffman, Rydberg Mediated Entanglement in a Two-Dimensional Neutral Atom Qubit Array, *Phys. Rev. Lett.* **123**, 230501 (2019); H. Levine, A. Keesling, G. Semeghini, A. Omran, T.T. Wang, S. Ebadi, H. Bernien, M. Greiner, V. Vuletic, H. Pichler, and M. D. Lukin, Parallel Implementation of High-Fidelity Multiqubit Gates with Neutral Atoms, *Phys. Rev. Lett.* **123**, 170503 (2019).
- [24] Khazali M., Heshami K., Simon C., *Phys. Rev. A* **91**, 030301(R) (2015); Gorshkov A. V., Otterbach J., M. Fleischhauer, T. Pohl, and M. D. Lukin, Photon-Photon Interactions via Rydberg, Blockade, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 133602 (2011); D. Tiarks, S. Schmidt-Eberle, T. Stolz, G. Rempe, and S. Dürr, A Photon-Photon Quantum Gate Based on Rydberg, Interactions, *Nat. Phys.* **15**, 124 (2019); Busche H., P. Huillery, S. W. Ball, T. Ilieva, M. P. A. Jones, and C. S. Adams, Contactless Nonlinear Optics Mediated by Long-Range Rydberg Interactions, *Nat. Phys.* **13**, 655, (2017).
- [25] Khazali M., Murry C., Pohl T., *Phys. Rev. Lett.* **123**, 113605 (2019); Firstenberg O, Adams C S and Hofferberth S, *J. Phys. B* **49** 152003 (2016); B. He, A. V. Sharypov, J. Sheng, C. Simon, and M. Xiao, Two-Photon Dynamics in Coherent Rydberg Atomic Ensemble, *Phys. Rev. Lett.* **112**, 133606 (2014); D. Paredes-Barato and C. S. Adams, All-Optical Quantum Information Processing Using Rydberg Gates, *Phys. Rev. Lett.* **112**, 040501 (2014).
- [26] Khazali M., Lau H. W., Humeniuk A., Simon C., Large Energy Superpositions via Rydberg Dressing *Phys. Rev. A* **94**, 023408 (2016); Lienhard V., S. de Leseleuc, D. Barredo, T. Lahaye, A. Browaeys, M. Schuler, L.P. Henry, and A.M. Läuchli, Observing

- the Space- and Time-Dependent Growth of Correlations in Dynamically Tuned Synthetic Ising Models with Antiferromagnetic Interactions, *Phys. Rev. X* **8**, 021070 (2018); M. Saffman and K. Mølmer, Efficient Multiparticle Entanglement via Asymmetric Rydberg Blockade, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 240502 (2009).
- [27] Khazali M., *Phys. Rev. A* **98**, 043836 (2018).
- [28] Khazali M., Rydberg quantum simulator of topological insulators, *arXiv* 2101.11412 (2021); Peter D., Yao N. Y., N. Lang, S. D. Huber, M. D. Lukin, and H. P. Buchler, Topological bands with a chern number  $c = 2$  by dipolar exchange interactions, *Phys. Rev. A* **91**, 053617 (2015); S. Weber, S. d. Leseleuc, V. Lienhard, D. Barredo, T. Lahaye, A. Browaeys, and H. P. Buchler, Topologically protected edge states in small Rydberg systems, *Quantum Sci. Technol.* **3**, 044001 (2018); Robin Cote, Alexander Russell, Edward E Eyler, and Phillip L Gould. Quantum random walk with rydberg atoms in an optical lattice. *New Journal of Physics*, **8**(8):156, 2006; Daniel Barredo, Henning Labuhn, Sylvain Ravets, Thierry Lahaye, Antoine Browaeys, and Charles S Adams. Coherent excitation transfer in a spin chain of three rydberg atoms. *Physical review letters*, **114**(11):113002, 2015; DW Schonleber, Alexander Eisfeld, Michael Genkin, S Whitlock, and Sebastian Wuster. Quantum simulation of energy transport with embedded rydberg aggregates. *Physical review letters*, **114**, 123005, (2015); A Pineiro Orioli, A Signoles, H Wildhagen, G Gunter, J Berges, S Whitlock, and M Weidemuller. Relaxation of an isolated dipolar-interacting rydberg quantum spin system. *Physical review letters*, **120**, 063601, 2018; G Gunter, H Schempp, M Robert-de Saint-Vincent, V Gavryusev, S Helmrich, CS Hofmann, S Whitlock, and M Weidemuller. Observing the dynamics of dipole-mediated energy transport by interaction-enhanced imaging. *Science* **342**, 954–956, 2013; H Schempp, G Gunter, S Wuster, M Weidemuller, and S Whitlock. Correlated exciton transport in rydberg-dressed-atom spin chains. *Physical review letters*, **115**, 093002, 2015; Fabian Letscher and David Petrosyan. Mobile bound states of rydberg excitations in a lattice. *Physical Review A* **97**, 043415, 2018; S Wuster, C Ates, A Eisfeld, and JM Rost. Excitation transport through rydberg dressing. *New Journal of Physics* **13**, 073044, 2011; Alexandre Dauphin, Markus Muller, and Miguel Angel Martin-Delgado. Quantum simulation of a topological mott insulator with rydberg atoms in a lieb lattice. *Physical Review A*, **93**, 043611, 2016.
- [29] Khazali M., Rydberg Noisy-Dressing and applications in making soliton-molecules and droplet quasi-crystals, *arXiv:2007.01039* (2020); Maucher F., Henkel N., Saffman M., W. Krlikowski, S. Skupin, and T. Pohl, Rydberg-induced solitons: three-dimensional self-trapping of matter waves, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 170401 (2011).
- [30] Henkel N., Cinti F., Jain P., Pupillo G., and Pohl T., Supersolid Vortex Crystals in Rydberg-Dressed Bose-Einstein Condensates, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 265301 (2012); I. Seydi, S. H. Abedinpour, R. E. Zillich, R. Asgari, B. Tanatar, Rotons and Bose condensation in Rydberg-dressed Bose Gases, *arXiv:1905.01643* (2019).
- [31] Khazali M., “Applications of Atomic Ensembles for Photonic Quantum Information Processing and Fundamental Tests of Quantum Physics”, Ph.D thesis, University of Calgary, (2016); I. I. Beterov, I. I. Ryabtsev, D. B. Tretyakov, and V. M. Entin, *Phys. Rev. A* **79**, 052504 (2009); R. Low et al., *J. Phys. B: Atom. Mole. Opt.* **45** (2012); C. Vaillant, PhD thesis, Durham University (2014).
- [32] Saman M. and Walker T. G., *Phys. Rev. A* **72**, 022347 (2005).
- [33] Jaksch D., J.I. Cirac, P. Zoller, S.L. Rolston, R. Cote, and M. D. Lukin, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 2208 (2000).
- [34] Lukin M. D., Fleischhauer M., Cote R., L. M. Duan, D. Jaksch, J. I. Cirac, and P. Zoller, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 037901 (2001).
- [35] Muller M., Lesanovsky I., Weimer H., Buchler H. P., and Zoller P., *Phys. Rev. Lett.* **102**, 170502 (2009).
- [36] Isenhowe L., Saman M., and Mølmer K., *Quant. Info. Pro.* **10**, 755 (2011).
- [37] Saman M., T. G. Walker, and K. Mølmer, *Rev. Mod. Phys.* **82**, 2313 (2010).

- [38] Isenhower L. E. Urban, X. L. Zhang, A. T. Gill, T. Henage, T. A. Johnson, T. G. Walker, and M. Saffman, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 010503 (2010).
- [39] Wilk T., A. Gaetan, C. Evellin, J. Wolters, Y. Miroshnychenko, P. Grangier, and A. Browaeys, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 010502 (2010).
- [40] Saffman M, *J. Phys. B* **49** 202001(2016).
- [41] Beterov I I, Ryabtsev I I, Tretyakov D B and Entin V M *Phys. Rev. A* **79** 052504 (2009).
- [42] Petrosyan D., Motzoi F., M. Saffman, and K. Mølmer, *Phys. Rev. A* **96**, 042306 (2017).
- [43] Khazali M. and Mølmer K., *Phys. Rev. X* **10**, 021054 (2020).
- [44] Levine H., A. Keesling, A. Omran, H. Bernien, S. Schwartz, A. S Zibrov, M. Endres, M. Greiner, V. Vuletic, and M. D Lukin. *Physical review letters* **121**, 123603 (2018).
- [45] Bernien H., S. Schwartz, A. Keesling, H. Levine, A. Omran, H. Pichler, S. Choi, A. S. Zibrov, M. Endres, M. Greiner, V. Vuletić, and M. D. Lukin, Probing Many-Body Dynamics on a 51-Atom Quantum Simulator, *Nature (London)* **551**, 579 (2017).
- [46] Omran A. et al., Generation and Manipulation of Schrödinger Cat States in Rydberg Atom Arrays, *Science* **365**, 570 (2019).
- [47] Lienhard V., S. de Leseleuc, D. Barredo, T. Lahaye, A. Browaeys, M. Schuler, L. P. Henry, and A. M. Läuchli, Observing the Space- and Time-Dependent Growth of Correlations in Dynamically Tuned Synthetic Ising Models with Antiferromagnetic Interactions, *Phys. Rev. X* **8**, 021070 (2018).
- [48] Zhang S., F. Robicheaux, and M. Saffman, MagicWavelength Optical Traps for Rydberg Atoms, *Phys. Rev. A* **84**, 043408 (2011).
- [49] Piotrowicz M. J., M. Lichtman, K. Maller, G. Li, S. Zhang, L. Isenhower, and M. Saffman, Two-Dimensional Lattice of Blue-Detuned Atom Traps Using a Projected Gaussian Beam Array, *Phys. Rev. A* **88**, 013420 (2013).
- [50] Nogrette F., H. Labuhn, S. Ravets, D. Barredo, L. Beguin, A. Vernier, T. Lahaye, and A. Browaeys, Single-Atom Trapping in Holographic 2D Arrays of Microtraps with Arbitrary Geometries, *Phys. Rev. X* **4**, 021034 (2014).
- [51] Xia T., M. Lichtman, K. Maller, A. W. Carr, M. J. Piotrowicz, L. Isenhower, and M. Saffman, Randomized Benchmarking of Single-Qubit Gates in a 2D Array of Neutral-Atom Qubits, *Phys. Rev. Lett.* **114**, 100503 (2015).
- [52] Zeiher J., R. van Bijnen, P. Schauß, S. Hild, J.-y. Choi, T. Pohl, I. Bloch, and C. Gross, Many-Body Interferometry of a Rydberg-Dressed Spin Lattice, *Nat. Phys.* **12**, 1095 (2016).
- [53] Cooper A., J. P. Covey, I. S. Madjarov, S. G. Porsev, M. S. Safronova, and M. Endres, Alkaline-Earth Atoms in Optical Tweezers, *Phys. Rev. X* **8**, 041055 (2018).
- [54] Norcia M. A., Young A. W., and A. M. Kaufman, Microscopic Control and Detection of Ultracold Strontium in Optical-Tweezer Arrays, *Phys. Rev. X* **8**, 041054 (2018).
- [55] Hollerith S., J. Zeiher, J. Rui, A. Rubio-Abadal, V. Walther, T. Pohl, D. M. Stamper-Kurn, I. Bloch, and C. Gross, Quantum Gas Microscopy of Rydberg Macrodimers, *Science* **364**, 664 (2019).
- [56] Saskin S., Wilson J. T., Grinkemeyer B., and Thompson J. D., Narrow-Line Cooling and Imaging of Ytterbium Atoms in an Optical Tweezer Array, *Phys. Rev. Lett.* **122**, 143002 (2019).
- [57] Wang Y., Kumar A., Wu T. Y., and Weiss D. S., Single-Qubit Gates Based on Targeted Phase Shifts in a 3D Neutral Atom Array, *Science* **352**, 1562 (2016).
- [58] Barredo D., Lienhard V., de Leseleuc S., Lahaye T., and Browaeys A., Synthetic Three-Dimensional Atomic Structures Assembled Atom by Atom, *Nature (London)* **561**, 79 (2018).
- [59] Isenhower, L., Saffman, M. & Mølmer, K. "Multibit C kNOT quantum gates via Rydberg blockade." *Quantum Inf Process* **10**, 755 (2011).
- [60] Maslov D., Dueck G., *El. Lett.* **39**, 1790 (2003).

- [61] Shende V.V., Markov I.L., *Qu. Inf. Comput.* **9**, 0461 (2009).
- [62] Brion E., Mouritzen A. S., and Mølmer K., Conditional dynamics induced by new configurations for Rydberg dipole-dipole interactions. *Phys. Rev. A.* **76**:022334. (2007).
- [63] Saffman M. and Mølmer K., Efficient multiparticle entanglement via asymmetric Rydberg blockade. *Phys. Rev. Lett.*, **102**, 240502 (2009).
- [64] Muller M., Lesanovsky I., Weimer H., Buchler H. P., and Zoller P., Mesoscopic Rydberg gate based on electromagnetically induced transparency. *Phys. Rev. Lett.*, **102**:170502. (2009).
- [65] Opatrny T., and Mølmer K., Spin squeezing and Schrodinger-cat-state generation in atomic samples with Rydberg blockade. *Phys. Rev. A* **86**,02384 (2012).
- [66] Isenhower L., Saffman M., and Mølmer K. Multibit CkNOT quantum gates via Rydberg blockade. *Quant. Inf. Proc.* **10**,755 (2011).
- [67] Grover L. K., Quantum mechanics helps in searching for a needle in a haystack. *Phys. Rev. Lett.* **79** ,325 (1997).
- [68] Mølmer K, Isenhower L, and Saffman M. "Efficient Grover search with Rydberg blockade." *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* **44**, 184016 (2011).
- [69] Lvovsky A.I, Sanders B.C., and Tittel W., *Nature Photonics* **3**, 706 (2009).
- [70] Hammerer K, Srensen A.S., Polzik E.S., *Rev. Mod. Phys* **82**, 1041 (2010).
- [71] Simon C., et al., *Eur. Phys. J. D* **58**, 1 (2010).
- [72] Kaviani H., Khazali M., Ghobadi R., Zahedinejad E., Heshami K. and Simon C., *New J. Phys.* 15 085029 (2013).
- [73] Fleischhauer M., and Lukin M. D., *Phys. Rev. Lett.* **84**, 5094 (2000).
- [74] Khazali M., and Heshami K., and Simon C., *J. of Phys. B: Atomic, Molecular and Optical Physics* **50**, 215301 (2017).
- [75] Bariani F, Dudin Y O, Kennedy T A B and Kuzmich A *Phys. Rev. Lett.* **108** 030501, (2012).
- [76] Dudin Y O and Kuzmich A, *Science* **336**, 887 (2012).
- [77] Ripka F., et al. "A room-temperature single-photon source based on strongly interacting Rydberg atoms." *Science* **362**, 6413 (2018).
- [78] Eisaman, Matthew D., et al. "Invited review article: Single-photon sources and detectors." *Review of scientific instruments* **82.7** (2011): 071101; Darquie B, Jones M P A, Dingjan J, Beugnon J, Bergamini S, Sortais Y, Messin G, Browaeys A and Grangier P, *Science* 309 454 (2005); Senellart P, Solomon G and White A, *Nature Nano.* **12** 1026 (2017).
- [79] Maxwell D, Szwer D J, Paredes-Barato D, Busche H, Pritchard J D, Gauguier A, Weatherill K J, Jones M P A and Adams C S, *Phys. Rev. Lett.* **110** 103001 (2013).
- [80] Peyronel T, Firstenberg O, Liang Q Y, Hofferberth S, Gorshkov A V, Pohl T, Lukin M D and Vuletic V *Nature* **488** 57 (2012).
- [81] Busche H., Huillery P., Ball SW, Ilieva T., Jones MPA, Adams CS, *Nature Physics* **13**, 655.
- [82] Walther V., Johne R, Pohl T., *Nature communications* **9**, 1 (2018).
- [83] Shapiro J. H., *Phys. Rev. A* **73**, 062305 (2006).
- [84] Gea-Banacloche J., *Phys. Rev. A* **81**, 043823 (2010).
- [85] Knill E., Laflamme R., Milburn G. J., *Nature* **409**, 46 (2001).
- [86] Raussendorf R., H.J. Briegel, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 5188 (2001).
- [87] Nielsen MA., *Rep. Math. Phys.* **57**, 147 (2006).
- [88] Tiarks D, Schmidt-Eberle S, Stolz T, Rempe G and Durr S, *Nature Phys.* **15**, 124 (2019).
- [89] Nguyen, Thanh Long, et al. *Physical Review X* **8** .011032 (2018).