(19)国家知识产权局

(12)发明专利

(10)授权公告号 CN 112041263 B
(45)授权公告日 2024.07.02

(21)申请号 201880059408.2
(22)申请日 2018.07.13
(65)同一申请的已公布的文献号
申请公布号 CN 112041263 A
(43)申请公布日 2020.12.04
(30)优先权数据
62/531,993 2017.07.13 US
62/589,716 2017.11.22 US
(85)PCT国际申请进入国家阶段日
2020.03.12
(86)PCT国际申请的申请数据
PCT/US2018/042080 2018.07.13
(87)PCT国际申请的公布数据
WO2019/014589 EN 2019.01.17
(73)专利权人 哈佛学院院长等
地址 美国马萨诸塞州
专利权人 麻省理工学院
加利福尼亚技术学院

(72)发明人 A·基斯林·康特莱拉斯 H·博南
S·施瓦茨 H·J·莱文
A·奥莫兰 M·D·卢金
V·武莱蒂克 M·恩德雷斯
M·格雷纳 H·皮查勒 L·周
王胜涛 崔淳元 金东圭
A·S·齐布罗夫

(74)专利代理机构 北京市金杜律师事务所 11256
专利代理师 李勇 吕小羽
(51)Int.Cl.
G21K 1/00(2006.01)
G21K 1/02(2006.01)
B82Y 10/00(2011.01)

(56)对比文件
CN 104704375 A,2015.06.10
EP 3113084 A1,2017.01.04

审查员 龚籽月

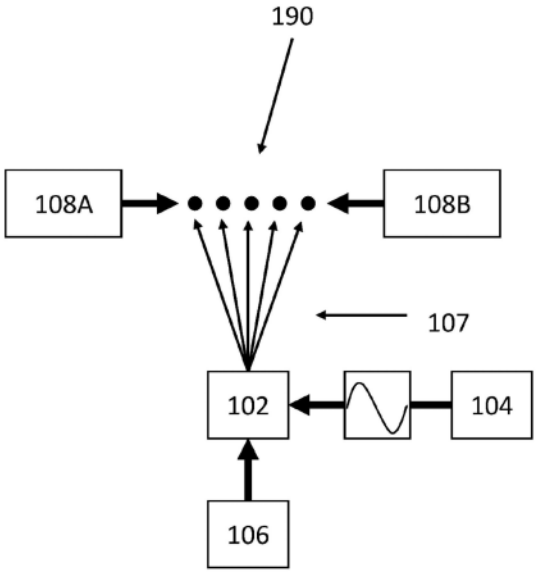
权利要求书4页 说明书28页 附图66页

(54)发明名称

中性原子量子信息处理器

(57)摘要

系统和方法涉及:将原子排列成1D和/或2D阵列;例如使用本文所述的激光操纵技术和高保真激光系统来将所述原子激发成里德伯态并使所述原子阵列演化;以及观察所得的最终状态。此外,可以进行改进,诸如提供对所述组装的原子阵列的高保真度和相干控制。示例性问题可以使用用于原子的排列和控制的系统和方法来解决。



CN 112041263 B

1.一种方法,其包括:

以第一阵列状态形成包含多个原子的阵列,其中所述形成包括:

用多个离散的可调节声学音调频率来激发晶体,

使激光穿过所述晶体以产生多个限制区域,其中每个声学音调频率对应于单个原子的单独限制区域,

在所述多个限制区域中的至少两个中捕获至少两个原子,

与所述离散的可调节声学音调频率关联来识别包含捕获的原子的所述限制区域,以及

通过扫掠至少一个关联的可调节声学音调频率来调节所述捕获的原子中的至少两个之间的间距;

通过使所述捕获的原子中的至少一部分经受光子能量以使所述捕获的原子中的至少一部分转变成激发态来使处于所述第一阵列状态的所述多个原子演化为处于第二阵列状态的多个原子;以及

观察处于所述第二阵列状态的所述多个原子,

并且其中所述激发态是里德伯态。

2.如权利要求1所述的方法,其中处于所述第一阵列状态的所述多个原子包括7至51个原子。

3.如权利要求1所述的方法,其中使所述多个原子演化包括在使所述原子中的至少一部分经受光子能量之前,将处于所述第一阵列状态的所述原子中的至少一部分准备成其基态的塞曼子能级。

4.如权利要求3所述的方法,其中将处于所述第一阵列状态的所述原子准备成其基态的塞曼子能级包括在磁场中进行光泵浦。

5.如权利要求1所述的方法,其中使所述原子中的至少一部分经受光子能量包括施加具有两种不同波长的光,并且其中将所述原子中的所述至少一部分转变成所述激发态包括双光子跃迁。

6.如权利要求5所述的方法,其中所述两种不同波长是大约420nm和大约1013nm。

7.如权利要求5所述的方法,其还包括施加具有第三波长的相位门。

8.如权利要求7所述的方法,其中所述第三波长是大约809nm。

9.如权利要求1所述的方法,其中使所述原子中的所述至少一部分经受光子能量包括施加两个半π脉冲。

10.如权利要求9所述的方法,其中使所述原子中的所述至少一部分经受光子能量还包括在所述两个半π脉冲之间施加π脉冲。

11.如权利要求1所述的方法,其中捕获所述至少两个原子包括从原子云捕获至少两个原子以及使来自所述原子云的未被捕获在所述多个限制区域中的一个中的原子分散。

12.如权利要求1所述的方法,其中所述晶体和所述激光构成第一控制声光偏转器(AOD),并且其中捕获所述至少两个原子包括从保持阱阵列捕获原子,所述保持阱阵列具有在二维上间隔开的至少三个阱。

13.如权利要求12所述的方法,其中通过保持AOD、空间光调制器(SLM)和光学晶格中的至少一个来生成所述保持阱阵列。

14.如权利要求12所述的方法,其还包括:第二控制AOD,所述第二控制AOD被配置成与

所述第一控制AOD成交叉关系,并且其中:

与所述离散的可调节声学音调频率关联来识别包含所述捕获的原子的所述限制区域包括与所述第一控制AOD和所述第二控制AOD的离散的可调节声学音调频率关联,并且

调节所述捕获的原子中的所述至少两个之间的所述间距包括扫掠所述第一控制AOD或所述第二控制AOD的至少一个关联的可调节声学音调频率。

15.如权利要求14所述的方法,其中调节所述捕获的原子中的所述至少两个之间的所述间距还包括调节行中的多个原子的位置。

16.如权利要求1所述的方法,其还包括:

以第三阵列状态形成与第一原子阵列相邻的第二原子阵列,其中所述形成包括:

用多个第二离散的可调节声学音调频率激发第二晶体,

使第二激光穿过所述第二晶体以形成多个第二限制区域,其中每个第二声学音调频率对应于单个原子的单独第二限制区域,

在所述多个第二限制区域中的至少两个中捕获至少两个第二原子,

与所述第二离散的可调节声学音调频率关联来识别包含所述捕获的原子的所述第二限制区域,以及

通过扫掠至少一个第二关联的可调节声学音调频率来调节所述捕获的第二原子中的至少两个之间的间距;

其中通过使所述捕获的原子中的至少一部分经受光子能量以使所述捕获的原子中的所述至少一部分转变成所述激发态来使处于所述第一阵列状态的所述多个原子演化为处于第二阵列状态的多个原子还包括通过使所述第二捕获的原子中的至少一部分经受光子能量以使所述第二捕获的原子中的至少一部分转变成激发态来使处于所述第三阵列状态的所述多个第二原子演化为处于第四阵列状态的多个第二原子;并且

其中观察处于所述第二阵列状态的所述多个原子还包括观察处于所述第四阵列状态的所述多个第二原子。

17.如权利要求1所述的方法,其中:

通过扫掠至少一个关联的可调节声学音调频率来调节所述捕获的原子中的至少两个之间的所述间距包括对量子计算问题进行编码;

将处于所述第一阵列状态的所述多个原子演化为处于所述第二阵列状态的所述多个原子产生对所述量子计算问题的解决方案;并且

观察处于所述第二阵列状态的所述多个原子包括读出对所述量子计算问题的所述解决方案。

18.如权利要求17所述的方法,其中所述量子计算问题包括伊辛问题和最大独立集(MIS)优化问题中的至少一个。

19.一种系统,其包括:

限制系统,所述限制系统用于以第一阵列状态来排列原子阵列,所述限制系统包括:

晶体,

可调节的声学音调频率施加源,所述可调节的声学音调频率施加源被配置成选择性地向所述晶体施加多个离散的可调节声学音调频率,以及

激光源,所述激光源被布置成使光穿过所述晶体以形成多个限制区域,其中每个声学

音调频率对应于单独的限制区域,

原子云的来源,所述原子云能够被定位成与所述多个限制区域至少部分地重叠;

激发源,所述激发源用于使处于所述第一阵列状态的多个原子中的至少一部分演化为处于第二阵列状态的多个原子,所述激发源包括至少一个光子能量源;

观察系统,所述观察系统用于观察处于所述第二阵列状态的所述多个原子,

并且其中所述激发源被配置成将处于所述第一阵列状态的所述多个原子中的至少一部分激发成里德伯态。

20.如权利要求19所述的系统,其中处于所述第一阵列状态的所述多个原子包括5至51个原子。

21.如权利要求19所述的系统,其中所述激发源被配置成在使所述原子中的至少一部分经受光子能量之前,将处于所述第一阵列状态的所述多个原子中的至少一部分激发成其基态的塞曼子能级。

22.如权利要求21所述的系统,所述激发源还包括光泵浦系统和磁场生成器。

23.如权利要求19所述的系统,其中所述至少一个光子能量源包括具有第一波长和第二波长的光源,以用于产生处于所述第一阵列状态的所述多个原子中的所述至少一部分的双光子跃迁。

24.如权利要求23所述的系统,其中所述两种不同波长是大约420nm和大约1013nm。

25.如权利要求23所述的系统,其中所述至少一个光子能量源包括具有第三波长的来源以用于施加相位门。

26.如权利要求25所述的系统,其中所述第三波长是大约809nm。

27.如权利要求26所述的系统,其中所述激发源被配置成施加两个半π脉冲。

28.如权利要求27所述的系统,其中所述激发源被配置成在所述两个半π脉冲之间施加π脉冲。

29.如权利要求19所述的系统,其中所述限制系统是第一控制声光偏转器(AOD),并且其中所述系统还包括保持阱阵列,所述保持阱阵列具有在二维上间隔开的至少三个阱,所述保持阱阵列由保持阱来源生成。

30.如权利要求29所述的系统,其中所述保持阱来源包括至少一个保持AOD、空间光调制器(SLM)和光学晶格中的至少一个。

31.如权利要求29所述的方法,其还包括与所述第一控制AOD成交叉关系的第二控制AOD,其中所述第一控制AOD控制光束在第一方向上的偏转,并且所述第二控制AOD控制来自所述第一控制AOD的光束在不同于所述第一方向的第二方向上的偏转。

32.如权利要求19所述的方法,其中所述限制系统是第一控制声光偏转器(AOD),并且其中所述系统还包括与所述第一控制AOD成堆叠关系的第二控制AOD,其中所述第一控制AOD被配置成在具有第一方向的第一阵列中产生多个限制区域,并且所述第二控制AOD控件被配置成在基本上平行于所述第一方向的第二阵列中产生多个限制区域。

33.一种用于控制捕获的原子的阵列的系统,其包括:

激光源,所述激光源用于产生激光输出;

激光源控制器,所述激光源控制器控制所述激光源;

庞德-德瑞福-霍尔(PDH)锁定,所述PDH锁定与所述激光源光学耦合,所述PDH锁定接收

所述激光输出中的至少一部分并且将反馈信号提供给所述激光源控制器以便稳定所述激光输出;

参考光学腔,所述参考光学腔光学耦合到所述激光源,所述参考光学腔被配置成接收所述激光输出中的至少一部分并且透射参考光学腔输出,所述参考光学腔输出对应于所述激光输出中的所述至少一部分的落入参考光学腔透射窗内的一部分;以及

光学隔离器,所述光学隔离器光学耦合到所述参考光学腔,所述光学隔离器被配置成分离所述参考光学腔输出并且将所述分离的参考光学腔输出的至少一部分提供给法布里-珀罗激光二极管以对所述参考光学腔输出进行注入锁定,其中所述光学隔离器将注入锁定的光提供给所述捕获的原子中的至少一部分。

34.如权利要求33所述的系统,其中所述PDH还包括光电检测器,所述光电检测器接收所述激光输出中的至少一部分并且将光电检测器信号输出到所述激光控制器。

35.如权利要求33所述的系统,其还包括第二激光源,以用于提供与第一激光输出的波长不同的第二激光输出。

36.如权利要求35所述的系统,其还包括:

第二激光源控制器,所述第二激光源控制器控制所述第二激光源;

第二庞德-德瑞福-霍尔(PDH)锁定,所述第二PDH锁定与所述第二激光源光学耦合,所述第二PDH锁定接收所述第二激光输出中的至少一部分并且将第二反馈信号提供给所述第二激光源控制器以便稳定所述第二激光输出;

第二参考光学腔,所述第二参考光学腔光学耦合到所述第二激光源,所述第二参考光学腔被配置成接收所述第二激光输出中的至少一部分并且透射第二参考光学腔输出,所述第二参考光学腔输出对应于所述第二激光输出中的所述至少一部分的落入第二参考光学腔透射窗内的一部分;以及

第二光学隔离器,所述第二光学隔离器光学耦合到所述第二参考光学腔,所述第二光学隔离器被配置成分离所述第二参考光学腔输出并且将所述分离的第二参考光学腔输出的至少一部分提供给第二法布里-珀罗激光二极管以对所述第二参考光学腔输出进行注入锁定,其中所述第二光学隔离器将第二注入锁定的光提供给所述捕获的原子中的至少一部分。

37.如权利要求36所述的系统,其中所述第二激光源产生大约1013nm的光。

38.如权利要求36所述的系统,其中所述第二参考光学腔和第一参考光学腔是相同的元件。

39.如权利要求36所述的系统,其中第一注入锁定的光和所述第二注入锁定的光以反向传播构型提供给所述捕获的原子中的所述至少一部分。

40.如权利要求33所述的系统,其中第一激光源产生大约420nm的光。

41.如权利要求33所述的系统,其还包括光学器件,所述光学器件光学地定位在所述光学隔离器与捕获的原子的所述阵列之间,所述光学器件被配置成将所述注入锁定的光聚焦到所述捕获的原子中的所述至少一部分上。

42.如权利要求33所述的系统,其还包括空间分辨成像装置,所述空间分辨成像装置被配置成拾取所述注入锁定的光的至少一部分以便对准所述注入锁定的光。

中性原子量子信息处理器

[0001] 相关申请的交叉引用

[0002] 本申请要求2017年7月13日提交的标题为“在可编程51-原子量子模拟器上探索多体动力学(PROBING MANY-BODY DYNAMICS ON A PROGRAMABLE 51-ATOM QUANTUM SIMULATOR)”的美国临时申请号62/531,993的优先权的权益,所述申请的公开内容以引用方式整体并入本文。本申请还要求2017年11月22日提交的标题为“用于最大独立集的里德伯量子优化器(RYDBERG QUANTUM OPTIMIZER FOR MAXIMUM INDEPENDENT SET)”的美国临时申请号62/589,716的优先权的权益,所述申请的公开内容以引用方式整体并入本文。

[0003] 版权声明

[0004] 本专利公开可能包含受版权保护的材料。版权所有人不反对任何人以在美国专利商标局的专利文件或记录中出现的形式传真复制本专利文献或专利公开,但在其他方面仍然保留任何和所有版权权利。

技术领域

[0005] 本专利涉及量子计算,并且更具体地,涉及准备和演化原子阵列。

发明内容

[0006] 根据一些实施方案,本文描述的系统和方法涉及:将原子排列成1D和/或2D阵列;例如使用本文所述的激光操纵技术和高保真激光系统来将原子激发成里德伯态并使原子阵列演化;以及观察所得的最终状态。此外,可以对本文所述的系统和方法进行改进,诸如提供对组装的原子阵列的高保真度和相干控制。讨论了可以使用本文所述的系统和方法解决的示例性问题。

[0007] 在一个或多个实施方案中,一种方法包括:以第一阵列状态形成原子的阵列,其中所述形成包括:用多个离散的可调节声学音调频率来激发晶体;使激光穿过所述晶体以产生多个限制区域,其中每个声学音调频率对应于单个原子的单独限制区域;在所述多个限制区域中的至少两个中捕获至少两个原子;与所述离散的可调节声学音调频率关联来以识别包含所述捕获的原子的所述限制区域;以及通过扫掠至少一个关联的可调节声学音调频率来调节所述捕获的原子中的至少两个之间的间距;通过使所述捕获的原子中的至少一些经受光子能量以使所述捕获的原子中的至少一些转变成激发态来使处于所述第一阵列状态的所述多个原子演化为处于第二阵列状态的多个原子;以及观察处于所述第二阵列状态的所述多个原子。

[0008] 在一个或多个实施方案中,所述激发态是里德伯态。

[0009] 在一个或多个实施方案中,处于所述第一阵列状态的所述多个原子包括7至51个原子。

[0010] 在一个或多个实施方案中,使所述多个原子演化包括在使所述原子中的至少一些经受光子能量之前,将处于所述第一阵列状态的所述原子中的至少一些准备成基态的塞曼子能级。

[0011] 在一个或多个实施方案中,将处于所述第一阵列状态的所述原子准备成所述基态的塞曼子能级包括在磁场中进行光泵浦。

[0012] 在一个或多个实施方案中,使所述原子中的至少一些经受光子能量包括施加具有两种不同波长的光,并且其中所述将所述原子中的所述至少一些转变成激发态包括双光子跃迁。

[0013] 在一个或多个实施方案中,所述两种不同波长是大约420nm和大约1013nm。

[0014] 在一个或多个实施方案中,所述方法还包括施加具有第三波长的相位门。

[0015] 在一个或多个实施方案中,所述第三波长是大约809nm。

[0016] 在一个或多个实施方案中,使所述原子中的所述至少一些经受光子能量包括施加两个半π脉冲。

[0017] 在一个或多个实施方案中,使所述原子中的所述至少一些经受光子能量还包括在所述两个半π脉冲之间施加π脉冲。

[0018] 在一个或多个实施方案中,捕获所述至少两个至少两个原子包括从原子云中捕获至少两个原子,以及使来自所述原子云的未被捕获在所述多个限制区域中的一个中的原子分散。

[0019] 在一个或多个实施方案中,所述晶体和所述激光构成第一控制声光偏转器(AOD),并且其中捕获所述至少两个原子包括从保持阱阵列捕获原子,所述保持阱阵列具有在二维上间隔开的至少三个阱。

[0020] 在一个或多个实施方案中,通过至少一个保持AOD、空间光调制器(SLM)和光学晶格中的至少一个来生成所述保持阱阵列。

[0021] 在一个或多个实施方案中,所述方法还包括第二控制AOD,所述第二控制AOD被配置成与所述第一控制AOD成交叉关系,并且其中:与所述离散的可调节声学音调频率关联来识别包含所述捕获的原子的所述限制区域包括与所述第一控制AOD和所述第二控制AOD的离散的可调节声学音调频率关联,并且调节所述捕获的原子中的所述至少两个之间的所述间距包括扫掠所述第一控制AOD或所述第二控制AOD的至少一个关联的可调节声学音调频率。

[0022] 在一个或多个实施方案中,调节所述捕获的原子中的所述至少两个之间的所述间距还包括调节行中的多个原子的位置。

[0023] 在一个或多个实施方案中,所述方法还包括:以第三阵列状态形成与所述第一原子阵列相邻的第二原子阵列,其中所述形成包括:用多个第二离散的可调节声学音调频率激发第二晶体;使第二激光穿过所述第二晶体以形成多个第二限制区域,其中每个第二声学音调频率对应于单个原子的单独第二限制区域;在所述多个第二限制区域中的至少两个中捕获至少两个第二原子;与所述第二离散的可调节声学音调频率关联来识别包含所述捕获的原子的所述第二限制区域;以及通过扫掠至少一个第二关联的可调节声学音调频率来调节所述捕获的第二原子中的至少两个之间的间距;其中通过使所述捕获的原子中的至少一些经受光子能量以使所述捕获的原子中的所述至少一些转变成所述激发态来使处于所述第一阵列状态的所述多个原子演化为处于第二阵列状态的多个原子还包括通过使所述第二捕获的原子中的至少一些经受光子能量以使所述第二捕获的原子中的至少一些转变成激发态来使处于所述第三阵列状态的所述多个第二原子演化为处于第四阵列状态的多

个第二原子;并且其中所述观察处于所述第二阵列状态的所述多个原子还包括观察处于所述第四阵列状态的所述多个第二原子。

[0024] 在一个或多个实施方案中,通过扫掠至少一个第二关联的可调节声学音调频率来调节所述捕获的原子中的至少两个之间的所述间距包括对量子计算问题进行编码;将处于第一阵列状态的所述多个原子演化为处于所述第二阵列状态的所述多个原子产生对所述量子计算问题的解决方案;并且观察处于所述第二阵列状态的所述多个原子包括读出对所述量子计算问题的所述解决方案。

[0025] 在一个或多个实施方案中,所述量子计算问题包括伊辛(Ising)问题和最大独立集(MIS)优化问题中的至少一个。

[0026] 在一个或多个实施方案中,一种系统包括:限制系统,所述限制系统用于以第一阵列状态来排列原子阵列,所述限制系统包括:晶体;可调节声学音调频率施加源,其被配置成选择性地向所述晶体施加多个离散的可调节声学音调频率;以及激光源,所述激光源被布置成使光穿过所述晶体以形成多个限制区域,其中每个声学音调频率对应于单独的限制区域;原子云的来源,所述原子云能够被定位成与所述多个限制区域至少部分地重叠;激发源,所述激发源用于使处于所述第一阵列状态的所述多个原子中的至少一些演化为处于所述第二阵列状态的多个原子,所述激发源包括至少一个光子能量源;观察系统,所述观察系统用于观察处于所述第二阵列状态的所述多个原子。

[0027] 在一个或多个实施方案中,所述激发源被配置成将处于所述第一阵列状态的所述多个原子中的至少一些激发成里德伯态。

[0028] 在一个或多个实施方案中,处于所述第一阵列状态的所述多个原子包括5至51个原子。

[0029] 在一个或多个实施方案中,所述激发源被配置成在使所述原子中的至少一些经受光子能量之前,将处于所述第一阵列状态的所述多个原子中的至少一些激发成基态的塞曼子能级。

[0030] 在一个或多个实施方案中,权利要求0,所述激发源还包括光泵浦系统和磁场生成器。

[0031] 在一个或多个实施方案中,所述至少一个光子能量源包括具有第一波长和第二波长的光源,以用于产生处于所述第一阵列状态的所述多个原子中的所述至少一些的双光子跃迁。

[0032] 在一个或多个实施方案中,所述两种不同波长是大约420nm和大约1013nm。

[0033] 在一个或多个实施方案中,所述至少一个光子能量源包括具有第三波长的来源以用于施加相位门。

[0034] 在一个或多个实施方案中,所述第三波长是大约809nm。

[0035] 在一个或多个实施方案中,所述激发源被配置成施加两个半π脉冲。

[0036] 在一个或多个实施方案中,所述激发源被配置成在所述两个半π脉冲之间施加π脉冲。

[0037] 在一个或多个实施方案中,所述限制系统是第一控制声光偏转器(AOD),并且其中所述系统还包括保持阱阵列,所述保持阱阵列具有在二维上间隔开的至少三个阱,所述保持阱阵列由保持阱来源生成。

[0038] 在一个或多个实施方案中,所述保持阱来源包括至少一个保持AOD、空间光调制器(SLM)和光学晶格中的至少一个。

[0039] 在一个或多个实施方案中,所述系统还包括与所述第一控制AOD成交叉关系的第二控制AOD,其中所述第一控制AOD控制光束在第一方向上的偏转,并且所述第二控制AOD控制来自所述第一控制AOD的光束在不同于所述第一方向的第二方向上的偏转。

[0040] 在一个或多个实施方案中,所述限制系统是第一控制声光偏转器(AOD),并且其中所述系统还包括与所述第一控制AOD成堆叠关系的第二控制AOD,其中所述第一控制AOD被配置成在具有第一方向的第一阵列中产生多个限制区域,并且所述第二控制AOD控件被配置成在基本上平行于第一方向的第二阵列中产生多个限制区域。

[0041] 在一个或多个实施方案中,一种用于控制捕获的原子的阵列的系统包括:激光源,所述激光源用于产生激光输出;激光源控制器,所述激光源控制器控制所述激光源;庞德-德瑞福-霍尔(PDH)锁定,所述PDH锁定与所述激光源光学耦合,所述PDH锁定接收所述激光输出中的至少一些并且将反馈信号提供给所述激光源控制器以便稳定所述激光输出;参考光学腔,所述参考光学腔光学耦合到所述激光源,所述参考光学腔被配置成接收所述激光输出中的至少一些并且透射参考光学腔输出,所述参考光学腔输出对应于所述激光输出中的所述至少一些的落入参考光学腔透射窗内的一部分;以及光学隔离器,所述光学隔离器光学耦合到所述参考光学腔,所述光学隔离器被配置成分离所述参考光学腔输出并且将所述分离的参考光学腔输出的至少一部分提供给法布里-珀罗激光二极管以对所述参考光学腔输出进行注入锁定,其中所述光学隔离器将注入锁定的光提供给所述捕获的原子中的至少一些。

[0042] 在一个或多个实施方案中,所述PDH还包括光电检测器,所述光电检测器接收所述激光输出中的至少一些并且将光电检测器信号输出到所述激光控制器。

[0043] 在一个或多个实施方案中,所述系统还包括第二激光源,以用于提供与所述第一激光输出的波长不同的第二激光输出。

[0044] 在一个或多个实施方案中,所述系统还包括:第二激光源控制器,所述第二激光源控制器控制所述第二激光源;第二庞德-德瑞福-霍尔(PDH)锁定,所述第二PDH锁定与所述第二激光源光学耦合,所述第二PDH锁定接收所述第二激光输出中的至少一些并且将第二反馈信号提供给所述第二激光源控制器以便稳定所述第二激光输出;第二参考光学腔,所述第二参考光学腔光学耦合到所述第二激光源,所述第二参考光学腔被配置成接收所述第二激光输出中的至少一些并且透射第二参考光学腔输出,所述第二参考光学腔输出对应于所述第二激光输出中的所述至少一些的落入第二参考光学腔透射窗内的一部分;以及第二光学隔离器,所述第二光学隔离器光学耦合到所述第二参考光学腔,所述第二光学隔离器被配置成分离所述第二参考光学腔输出并且将所述分离的第二参考光学腔输出的至少一部分提供给第二法布里-珀罗激光二极管以对所述第二参考光学腔输出进行注入锁定,其中所述第二光学隔离器将第二注入锁定的光提供给所述捕获的原子中的至少一些。

[0045] 在一个或多个实施方案中,所述第二激光源产生大约1013nm的光。

[0046] 在一个或多个实施方案中,所述第二参考光学腔和所述第一参考光学腔是相同的元件。

[0047] 在一个或多个实施方案中,所述第一注入锁定的光和所述第二注入锁定的光以反

向传播构型提供给所述捕获的原子中的所述至少一些。

[0048] 在一个或多个实施方案中,所述第一激光源产生大约420nm的光。

[0049] 在一个或多个实施方案中,所述系统还包括光学器件,所述光学器件光学地定位在所述光学隔离器与所述捕获的原子的所述阵列之间,所述光学器件被配置成将所述注入锁定的光聚焦到所述捕获的原子中的所述至少一些上。

[0050] 在一个或多个实施方案中,所述系统还包括空间分辨成像装置,所述空间分辨成像装置被配置成拾取所述注入锁的定光的至少一部分以便对准所述注入锁定的光。

[0051] 在查看以下附图、详细描述和权利要求之后,将更充分地理解所公开的主题的这些和其他能力。应当理解,本文采用的措辞和术语用于描述的目的,并且不应视为限制。

附图说明

[0052] 当结合以下附图考虑时,参考以下对所公开的主题的详细描述可以更充分地理解所公开主题的各种目的、特征和优点,在附图中,相似的附图标记标识相似的元件。

[0053] 图1A至图1F示出了根据一些实施方案的用于准备原子阵列的系统和方法的方面。

[0054] 图2A至图2B示出了根据一些实施方案的结晶相的相图和建立。

[0055] 图3A至图3C示出了根据一些实施方案的本公开中描述的方法与模拟的比较。

[0056] 图4A至图4B示出了根据一些实施方案的缩放行为。

[0057] 图5A至图5D示出了根据一些实施方案的在绝热演化之前和之后的原子阵列及其特性。

[0058] 图6A至图6D示出了根据一些实施方案的多体动力学中的振荡的图形表示。

[0059] 图7A至图7D示出了根据一些实施方案的用于单原子放置和操纵的系统和表征对单原子放置和操纵的控制的曲线图。

[0060] 图8A至图8C示出了根据一些实施方案的表征单原子相干性和相位控制的曲线图。

[0061] 图9A至图9C示出了表征与两个原子的纠缠生成的曲线图。

[0062] 图10示出了根据一个实施方案的表示经由动态解耦来延长纠缠态寿命的曲线图。

[0063] 图11A至图11B示出了根据一些实施方案的包括最大独立集的独立集的实例。

[0064] 图12示出了根据一个实施方案的单位圆盘曲线图的实例。

[0065] 图13A至图13B示出了根据一些实施方案的单位圆盘曲线图的实例,所述单位圆盘曲线图指示最大独立集、找到独立集的概率分布。

[0066] 图14示出了根据一个实施方案的用于原子的二维排序的系统。

[0067] 图15A至图15H示出了根据一些实施方案的用于原子的二维排序的方法。

[0068] 图16示出了根据一个实施方案的用于原子的二维排序的系统。

[0069] 图17A至图17E示出了根据一些实施方案的用于原子的二维排序的方法。

[0070] 图18A至图18H示出了根据一些实施方案的用于原子的二维排序的方法。

[0071] 图19A至图19B示出了根据一个实施方案的用于原子的二维排序的系统。

[0072] 图20A至图20C示出了根据一些实施方案的用于原子的二维排序的方法。

[0073] 图21A至图21B示出了根据一些实施方案的用于原子的二维排序的方法。

[0074] 图22A至图22P示出了根据一些实施方案的用于原子的二维排序的系统。

[0075] 图23示出了根据一个实施方案的用于原子的二维排序的系统。

[0076] 图24A至图24E示出了根据一些实施方案的用于原子的二维排序的方法。

[0077] 图25A至图25H示出了根据一些实施方案的用于原子的二维排序的方法。

[0078] 图26示出了根据一个实施方案的用SLM生成的阱阵列的图像。

[0079] 图27示出了根据一个实施方案的空间相位图。

具体实施方式

[0080] 作为量子模拟器,完全受控的相干多体量子系统可以提供对密切相关的量子系统和量子纠缠作用的独特见解,并且使得能够实现和研究甚至远离平衡态的新的物质状态。这些系统也形成实现量子信息处理器的基础。尽管已经在几个耦合的量子位的系统中演示了这种处理器的基本构建块,但是增加相干耦合的量子位的数量来执行现代经典机器无法实现的任务却是个挑战。此外,当前系统缺乏用于实现完全量子动力学的相干性和/或量子非线性。

[0081] 中性原子可以用作大规模量子系统的构建块。它们可以很好地与环境隔离,从而实现长久的量子存储。通过在过去的四十年开发出的共振法来完成对中性原子的内部和运动状态的初始化、控制和读出。具有大量相同原子的阵列可以快速地组装,同时维持单原子光学控制。这些自底向上法与涉及载有经由蒸发冷却制备的超冷原子的光学晶格的方法互补,并且通常会导致几微米的原子分离。可以引入原子之间的可控相互作用,以将这些阵列用于量子模拟和量子信息处理。这可以通过相干耦合到高激发的里德伯态来实现,里德伯态表现出很强的远距离相互作用。这种方法为许多应用提供了强大的平台,包括快速多量子位量子门、具有多达250次自旋的伊辛型自旋模型的量子模拟,以及在介观系综中研究集体行为。与这种里德伯激发相关联的短相干时间和相对较低的门保真度具有挑战性。这种不完善的相干性可能会限制量子模拟的质量,并且可能使中性原子量子信息处理的前景暗淡。即使在单个孤立的原子量子位的水平,有限的相干性也变得显而易见。

[0082] 本公开描述了与量子计算有关的实施方案。根据一些实施方案,用于量子计算的方法和系统涉及首先例如使用所公开的声光偏转器系统和技术来捕获单独原子并将它们排列成多个原子的特定几何构型。允许单独原子的精确放置的系统和方法有助于对量子计算问题进行编码。接下来,可以将所排列的原子中的一个或多个激发成里德伯态,如下所述,所述里德伯态在阵列中的原子之间产生特定的相互作用。接下来,所述系统可以演化。最后,可以读出原子的状态,以便观察所编码的问题的解决方案。根据一些实施方案,本文描述的系统和方法涉及:(1)将原子排列成1D和/或2D阵列(参见章节1);(2)例如使用本文所述的激光操纵技术和高保真度激光系统来将原子激发成里德伯态并使原子阵列演化(参见章节2);以及(3)观察所得的最终状态(参见章节3)。此外,在章节4中描述了对本文所述的系统和方法的附加改进,诸如以提供对组装的原子阵列的高保真度和相干控制。此外,在章节5中,讨论了可以使用本文所述的系统和方法解决的示例性问题。

[0083] 章节1:将原子排列成1D和/或2D阵列

[0084] 根据一些实施方案,可以在真空中使用聚焦激光器来严格地控制中性原子的状态和位置,以便将原子排列成阵列以用于对可通过量子计算解决的问题进行编码。本公开中描述的系统及其方法提供了对比先前报告的更大数量的原子的控制,这极大地扩展了此类量子系统可解决的一系列问题。这些原子可以使用例如声激发晶体和激光器以1D或2D阵列

来准备。本公开中描述的系统和方法允许精细地控制这些1D或2D阵列中的单独原子的位置。

[0085] 可以根据本公开中描述的技术来准备原子的初始状态,并且所述系统然后可以绝热地演化以产生解决方案。因此,可以针对给定的初始参数使系统在最低能量状态下准备,然后缓慢地演化到其最终值以便系统保持在瞬时最低能量状态。此外,根据一些实施方案,诸如结合图7至图10所述,特定的激光控制技术允许在单独原子排列成1D或2D阵列之后对单独原子进行高保真度和相干控制。这种技术允许对量子力学系统进行更好的控制,因此为编码的问题产生更准确的解决方案。

[0086] 章节1.A:用于将原子排列成1D阵列的声光偏转器

[0087] 根据一个实施方案,一种定位系统和方法提供了准备大量的原子,例如51个或更多,以便通过初始问题进行编码。激光可以穿过晶体,所述晶体可以用一个或多个离散声学音调(使晶体振动的音调频率)来控制,以形成对应于所施加的音调频率的激光路径的离散偏转。偏转的数量可以由提供给晶体的音调频率的数量来控制。音调频率是在例如75MHz与125MHz之间选择的VHF频带中的电子射频信号。音调频率可以包括频率较窄的声波。可以叠加多个音调频率以产生包括多个音调的信号。然后可以将这些音调频率施加到晶体,以引起晶体的压缩或振动。根据一些实施方案,可以使用例如可以结合到晶体的一个或多个压电换能器来将这些音调频率提供给晶体。根据一些实施方案,可以基于晶体的声学和/或其他特性来选择音调频率。此外,调节每个单独音调的频率可以调节每个离散偏转的偏转量,从而在每个偏转光束之间形成可控制的间距。音调频率可以通过软件定义无线电(SDR)从例如由计算机控制器产生的数字波形转换成模拟信号,或者可以实施在时域中合成所有期望音调频率的叠加的任意波形生成器。可以通过更新由计算机控制器输出的数字波形来调节频率。

[0088] 所使用的音调频率取决于许多因素,诸如但不限于期望的偏转次数、所使用的特定晶体、施加到晶体的光的波长,以及限制区域/阱的期望间距。施加到晶体的声波的频率范围可以基于晶体材料中的声速而具有限制,并且可以例如在50MHz至500MHz之间。根据一些实施方案,可以使用在大约75MHZ至125MHZ的范围内的一组离散频率。根据一些实施方案,可以通过将单独音调频率间隔开大约0.5MHz来产生100个阱。根据一些实施方案,当将单独音调频率调节到阱的间距时,随施加的声学频率而变的角度可以是大约.1mrad/MHz至10mrad/MHz。一个示例性值可以是大约1.2mrad/MHz。然而,这个值仅是示例性的,并且基于所使用的特定晶体和光学器件而显著变化。

[0089] 来自晶体的输出激光阵列光束可以聚焦到冷却原子云中。原子可以通过附加的反向传播激光束的辐射压力进行冷却,其中四极磁场引起空间依赖的辐射压力,所述辐射压力抵消所有方向上的原子运动并且向四极场的中心产生回复力。输出激光器阵列可以聚焦,使得每个激光阵列光束仅可以捕获单个原子。然后云可以分散,仅留下被捕获的原子。然后可以例如基于原子的光散射来获得阱中的原子的图像。在测量和反馈过程中,被捕获的原子随后可以例如通过对阱中载有的原子的大批图像进行一次平均而与提供给晶体的单独音调频率相关。可以记录所建立的位置并将其分配给单独音调频率。在随后将原子载入阱中时,随后在获得图像并定位了没有原子荧光的阱位置之后可以关闭没有相关联的捕获原子的音调频率。然后可以通过调节每个音调频率以定位剩余的捕获原子来扫掠每个剩

余的音调频率(例如,尚未关闭的那些音调频率)。因此,根据一些实施方案,即使每个限制区域没有捕获原子,也可以调节系统以便重新定位限制区域来形成期望的阵列间距。这种技术和系统可以显著提高可被可靠地捕获在阵列中的原子的数量,诸如51个原子或更多,并且允许精确控制间隔开的原子。在以阵列排列原子之后,可以激发系统并使其演化,如下文更详细地讨论,并且观察所得的变化以便读出对编码的问题的解决方案。

[0090] 图1C至图1E示出了根据一个实施方案的用于排列原子阵列并使其演化的实验方案和设置。图1E示出了根据一些实施方案的用于排列和控制原子阵列的系统的示意图。如图1E所示,系统可以包括晶体102、光镊激光源106、声学音调生成器104以及操纵激光源108A、108B。声学音调生成器产生一个或多个(n个)音调频率,这些频率被施加到晶体102。光镊激光源106将光供应到晶体102,所述光然后偏转到形成光镊阵列107的n个单独的光镊光束中,每个光镊光束与一个或多个音调频率中的一个相关联。每个单独的音调频率的频率决定相应光镊光束的偏转。光镊光束可以用于捕获原子190。可以调节单独音调频率的频率,以便调节原子190的间距。然后可以通过操纵激光源108A和108B来操纵原子190,以便使系统演化。

[0091] 首先,如图1D所示,在步骤110中,将原子从磁光阱(未示出)载入到由声光偏转器(AOD)形成的光镊阵列107中,所述光镊阵列包括例如晶体102和声学音调生成器104。例如,如上所述,可以例如在磁光阱中准备原子云。AOD可以经由声学音调生成器104向晶体102提供多个音调频率以形成1D光镊阵列107。每个激光光镊都与施加到晶体的一个离散音调频率相关联。然后,可以将原子带到光镊阵列107(反之亦然),以便将单独原子190捕获在与施加到晶体102的音调频率相关联的光镊中。如图1C所示,由于至少两个原因,所载入的原子的间距可以是任意的。首先,并不保证每个音调频率都能从云中捕获原子。因此,某些音调频率可能不与原子相关联。其次,不需要以特定的有序状态准备音调频率以便捕获原子。因此,原子190可以在载入过程之前和期间以任意频率(并且因此以任意相对间距)间隔开。在将原子捕获在AOD光镊中之后,原子云可以分散开。上文讨论的测量和反馈过程可以用于消除与概率阱载入相关联的熵,并且导致快速产生具有超过50个激光冷却原子的无缺陷阵列。

[0092] 接下来,在步骤120处,可以按预先编程序的空间构型以良好定义的内部基态g来准备所捕获的原子190。如上所述,阵列190中的每个原子可以与施加到晶体102的音调频率中的一个相关联,单不是所有的最终阱都可以被所捕获的原子占据。可以对所捕获的原子进行成像,并且原子的位置可以与音调频率相关。可以记录并维持被占用的音调频率,而同时可以从施加到晶体102的来自声学音调生成器104的声学信号中分割出未被占用的音调频率。接下来,可以调节被占用的音调频率以便将原子190重新排列成例如图1C的排列行中所示的图案。由于光镊阵列107(以及因此每个光镊)中的每个偏转的激光束的相对间距都取决于引起偏转的特定音调,因此可以通过调节由声学音调生成器104供应的单独音调频率来调节光镊阵列107中的光镊的相对间距。因此,每个所捕获的原子190可以通过调节其相关联的音调频率而以1D重新定位。如图1C所示,通过使用这种技术,可以按特定的图案(诸如以七个原子的均匀间隔组)排列处于载入位置的任意间隔的原子。

[0093] 在步骤114中,然后可以例如通过关闭光镊激光源106来关闭光阱或光镊,以使系统在足够短的时间内在幺正时间演化$U(\Omega,\Delta,t)$下演化,以便忽略原子运动,同时避免捕

获电势对幺正演化U(t)的有害影响。如在图1A且在步骤116中所示,可以通过沿阵列轴用激光将原子耦合到里德伯态|r>=|70$S_{1/2}$>来实现演化U(t)。如图1E所示,来自一个或多个操纵激光器108A、108B的激光可以在演化期间施加到原子阵列190。这在图1C中示出为函数U(t)的应用。贯穿本公开,例如参考下文图7至图10讨论了各种控制技术。在步骤118中,通过重新打开阱并且使用例如相机经由原子荧光对重新捕获的基态原子成像而同时弹出抗捕获的里德伯原子来检测单独原子的最终状态。这在图1C的检测线中示出,其中点表示与当前基态原子相关联的原子荧光,并且圆圈标记原子由于里德伯激发而丢失的位置。

[0094] 章节1.B:用于对更复杂问题进行编码的二维原子排序

[0095] 根据一些实施方案,本公开中描述的技术可以被应用并且适于准备以2D几何结构排列的数百个单独原子的阵列。与1D阵列相比,2D原子阵列可以用于解决更广范围的问题。尽管本公开中描述的一些技术和系统参考1D阵列,但是它们可以使用以下描述的2D阵列系统和方法而应用于2D阵列。结合下文所述的用于将原子控制并操纵为里德伯及其他量子态的激光控制系统和方法,可以实现量子优化算法来解决现实世界问题,诸如但不限于本公开中描述的最大独立集优化问题。

[0096] 根据一些实施方案,本公开中描述的系统和方法提供了以2D形成大量阱。当原子被载入到这些阱中时,它们以约0.5的有限概率载入到每个阱中。在识别原子的位置之后,以1D执行的过程然后可以对原子进行排序。根据一些附加的实施方案,这种排序(或“重新排列”)过程可应用于阱的2D阵列。

[0097] 交叉AOD:根据一些实施方案,可以使用声光偏转器(AOD)形成一个方向上的单个光束的多个副本以生成1D图案(AOD的操作的说明参见上文)。然后,可以使用第二AOD以在不同(例如,垂直)方向上形成一维系统的副本,以便生成2D图案。可以考虑其他取向。接下来,可以将原子载入到这个图案中并且通过连续关闭任一AOD中对应于包含最大数量的空阱的行或列的频率来消除缺陷。接下来,可以在两个AOD上修改频率,以将完全载入的图案改造成目标2D阵列。

[0098] 如图14所示,根据一些实施方案,两个AOD 1410和1420可以靠近彼此放置,并且用于生成一组2D阱。每个AOD 1410和1420可以具有分别由RF信号1450A和1450B驱动的声学驱动器,以根据所施加的特定音调频率来分离入射光1440。在从AOD 1410输出的1D光阵列入射到AOD 1420上时,AOD 1420可以进一步将1D阵列中的每个光束分离成在另一个方向上的附加光束。如图14所示,AOD1410和1420可以彼此以相对角度(例如90度)保持。两个AOD 1410和1420之间的相对角度决定了2D捕获图案的“行”和“列”的相对取向。例如,彼此垂直的2个AOD 1410和1420可以形成正方形图案1430;相对角度为60度的2个AOD可以形成三角形图案(未示出)。这种过程可以形成任何几何形状,其中所有“行”彼此相同,并且所有“列”彼此相同。可以将原子载入到使用此技术生成的阱的集合中。可以关闭与单独“行”(AOD1)和“列”(AOD2)相关联的频率,以便确保剩余的阱包含期望图案的原子。可以修改每个AOD中的频率集,以将原子传输到“列”之间和“行”之间的任意距离的最终构型。

[0099] 图15A至图15D示出了根据一些实施方案的用于使用图14所示的系统在2D阵列中捕获多个原子的过程。具体地,图15A至图15D示出了形成阱的3×3阵列的过程,所有阱填充有原子。应当理解,类似的技术可以用于形成其他构型,诸如在一些空间留空的某个地方。图15A示出了成直角的AOD 1410和1420的输出,以产生具有6行和6列的正方形阱构型

1510a。阱的位置由正方形图案1510中的直线1520的交点指示,并且原子由实心圆1530指示。图15B示出了具有用“X”标记的行和列1540的阵列1510B,所述行和列可以被移除而同时将每个剩余的行和列保留有三个被捕获的原子。图15C示出了不具有行和列1540的阵列1510C,如本文所述,可以通过丢弃施加到AOD 1410和1420中的一个的相关联的音调频率来丢弃所述行和列。可以调节剩余行和列的频率以引起在方向1550上的运动,以便形成3×3的原子阵列1510D的均匀间距,如图15D所示。应当理解,这些技术可以按比例放大到更大的阵列,并且可以用于形成并非线的所有交点(即,阱)都被填充的构型。根据一些实施方案,将行和列配对以便控制恰好一个原子在相交点处的位置。可以通过调节相关联的行/列的频率来以期望的图案排列原子。

[0100] 图15E示出了随机载入的8×8阵列的实例。原子的荧光被示出为黑点,其基本图案可以从存在的原子的位置推断出。图15F至图15H示出了随机载入的2×40阵列,其中被捕获的原子的荧光由暗区示出。图15G中的十字表示所有已关闭的“列”。图15H中的最终荧光图像将原子示出为暗区,所述原子在重新排列成2×18完全载入阵列之后处于其新位置。

[0101] 两对交叉AOD中的逐行重新排列:根据一些实施方案,如上所述的两组AOD对可以用于生成光镊的二维阵列以载入2D阵列。如图16所示,可以使用两个AOD对1600A和1600B。AOD对1600A可以包括彼此接近的AOD 1610A、1620A,以用于产生阱1630A的2D集合。两个AOD 1610A、1620A之间的相对角度决定了2D捕获图案1630的“行”和“列”的相对取向,如上所述。可以将原子载入到以此方式生成的阱的集合中,如上文参考AOD 1410和1420所讨论。另一对AODS 1600B(对2)用于使用AOD 1610B、1620B生成阱1630B的不同集合。这些阱可与用对1生成的阱重叠。这可以例如通过使用光学元件1660或者通过使两组阱来自不同方向并且在它们的焦点处会合来实现,所述光学元件诸如但不限于半反射表面(例如,非偏振分束器)、透射一个光偏振并反射垂直的一个光偏振的表面(例如,偏振分束器)、以一些波长透射光并且以其他波长反射(例如,二向色)的光学元件。可以调节用于重新排列的阱的集合(对2)以形成比用于载入的那些阱(对1)更强的约束,例如通过使每个光束具有更大的光功率、具有更接近原子共振的波长,或者具有较小的焦点(非广泛列表,并且可以使用这些效果的组合)。图17A示出了经由AOD对1600A形成的阱的阵列,其中阱是线交点并且点表示被捕获的原子。使由AOD对1600B生成的一行阱(图17B中的圆圈)在由AOD对1600A生成的阱的“行”或“列”的顶部上重叠可以允许所述“行”或“列”中的所有原子主要由AOD对1600B生成的阱控制。另外,根据一些实施方案,一旦来自AOD对1600B的阱已经与“行”或“列”重叠,就有可能关闭AOD对1600A中的该特定“行”或“列”。现在可以使用针对1D情况描述的过程来重新排列用AOD对1600B生成的阱(参见图17C)。在重新排列后,如果来自AOD对1600A的特定“行”或“列”已关闭,则然后可以重新打开AOD对1600A的第1行。关闭用AOD对1600B生成的阱现在可以通过用AOD对1600A生成的下面阱而允许原子被保持在它们的新位置(参见图17D)。现在可以通过改变与AOD对1600B中的AOD相关联的频率来针对用AOD对1600A生成的阱的不同“行”或“列”重复这个过程,使得可以用AOD对1600B生成新的一组阱集合,所述阱与用AOD对1600B生成的阱的新目标“行”或“列”重叠。图17E示出了使用这个过程将所有行向左移位之后的阵列。应当理解,在1D中仅需要由AOD对1600B进行操纵的情况下,AOD对1600B可以由单个AOD代替。这个AOD(或AOD对)可以称为“控制AOD”,而用于维持阱的AOD对1600A可以称为“保持AOD”。根据一些实施方案,可以将保持AOD视为通过控制控制AOD而填充的像素集合,

以便基于保持AOD来形成具有一定分辨率的任何期望图案。根据一些实施方案,基于控制AOD的不对应于整个行或列的其他构型(例如,在每个边缘处具有原子的正方形)来移动被捕获的原子。

[0102] 关于图18A至图18H示出了类似的过程,但是其中单个原子经由控制AOD进行移动。如图18A所示,保持AOD具有被捕获在其中的初始原子集合。如图18B所示,通过控制AOD(以圆圈示出)来选择单独原子。图18C示出了单独原子通过控制AOD进行移动,然后通过关闭图18D中的控制AOD而被释放。在图18E中,选择另一个原子,在图18F中移动,并且然后在18G中释放。图18H示出了在排列之后被捕获在保持AOD中的阵列。所得的原子阵列可以具有更高的产率。

[0103] 根据一些实施方案,上述方法也可以在不关闭保持AOD的行或列的情况下进行。而是,控制AOD可以形成为具有比保持AOD更深(更强)的阱。因此,当与保持AOD阱重叠的控制AOD的阱移动时,原子将跟随控制AOD的较深阱,就好像原子没有被保持AOD捕获一样。然而,如果移动到另一个保持AOD阱,然后关闭控制AOD阱,则原子可能仍然被保持AOD所捕获。

[0104] 堆叠的AOD:根据一些实施方案,多个(N个)AOD可以堆叠在彼此的顶部上。多个AOD可以并行地使用,以生成独立的阱的1D集合,在其中捕获并重新排列原子。图19A和图19B示出了将阱的不同的1D集合组合成2D图案的示例性系统。如图19A所示,从顶角观察到的一组5个AOD 1910被对准以便将光阵列发送到多面反射表面1920。然后,光从多面反射表面1920反射到透镜1930,所述透镜使光束聚焦。图19B以侧视图示出相同元件。多面反射面1920可以是例如抛光的反射表面、若干反射表面的组合、前两个但是具有用反射材料涂覆的非反射衬底、可变形镜或镜阵列(列表不广泛。来自AOD 1910的阱的每个1D集合可以经由多面反射面1920重新定向。也可以使用具有可控制的折射率的透射多面表面,诸如可变密度或宽度的电介质、或者具有孔或具有不同折射率的交替区段的图案化电介质、或者其他合适的表面。这种结构可以用于形成与在明确定义的体积中重叠的多个光束等效的波前。透镜1930可以用于将所有光束聚焦到期望的平面上。通过使用N个独立的AOD 1910(每个AOD形成阱的独立的1D图案),可以将原子载入到这种阱中,并且以期望的方式重新排列阱的每个独立的1D集合,以将原子定位在期望的图案中。阱的所有1D集合的重新排列可以同时发生,或者以任何期望的顺序发生。

[0105] 图20A至图20C示出了根据一些实施方案的操作图19A至图19B的系统的方法。如图19A所示,产生阱的6×6阵列。N个行对应于1D AOD 2010A至2010N(在这种情况下为6)。来自AOD 2010A至2010N的阱的独立的1D集合由通过直线连接的小空心圆表示,并且原子由实心圆表示。如图19B所示,随机载入阱的正方形6×6阵列。如图19C所示,将阱重新排列以收集在阱的每个1D集合的左侧的所有原子。通过为每个AOD 2010A至2010N调节与阱相关联的音调频率,可能发生重新排列。应当理解,这些单独的AOD阵列可以被实现为如上所述的控制和/或保持AOD。

[0106] SLM中的阱生成和用交叉的AOD的重新排列:根据一些实施方案,空间光调制器(SLM)可以用于生成阱的2D阵列。SLM可以用于修改光束的波前以生成光强度的任意空间图案,所述任意空间图案可以代替如上所述的保持AOD用作保持阱阵列。存在不同类型的SLM,它们会影响透射或反射光场的局部强度(实例:数字微镜装置,DMD)、相位(硅上液晶,LCOS)或两者,以便以可编程方式改变其波前。使用这种装置,可以生成具有任意几何形状的阱的

2D图案,并且可以诸如经由如上所述的一个或多个控制AOD将原子载入到以这种方式生成的阱的集合中。图21A示出了一个实施方案,其中反射SLM 2110A被用作保持SLM,并且一对AOD 2120A被用于操纵阵列2130A中的原子的位置。图22B示出了一个实施方案,其中透射SLM 2110B被用作保持SLM,并且一对AOD 2120B被用于操纵阵列2130B中的原子的位置。根据一些实施方案,一对AOD 2120A或2120B可以用于生成载入有原子的阱的不同集合。图22A和图22B中所示的阱2130A或2130B可以与用SLM生成的阱重叠。这可以例如通过元件2140或者通过使两组阱来自不同方向并且在它们的焦点处会合来实现,所述光学元件诸如半反射表面(实例:非偏振分束器)、透射一个光偏振并反射垂直的一个光偏振的表面(实例:偏振分束器)、以一些波长透射光并且以其他波长反射(例如,二向色)的光学元件。可以调节用AOD 2120A或2120B生成的用于重新排列的阱的集合,以形成比利用用于载入的SLM 2110A或2110B生成的那些阱更强的约束,例如通过使每个光束具有更大的光功率、具有更接近原子共振的波长,和/或具有较小的焦点(非广泛列表,并且可以使用这些效果的组合)。将用AOD对2120A或2120B生成的一行阱在用SLM 2110A或2110B生成的阱的子集的顶部上重叠可以允许所述子集内的所有原子主要由用AOD对生成的阱控制。用AOD对2120A或2120B生成的阱因此可以在阱的2D平面内重新排列,以使它们与由SLM2110A或2110B生成的其他阱同时或顺序地重叠。在用AOD对2120A或2120B生成的特定阱与由SLM 2110A或2110B生成的其他阱重叠时关闭它们可以通过用SLM 2110A或2110B生成的下面阱来允许原子被保持在它们的新位置。这个过程(如果SLM 2110A或2110B在阱之间的间距上是规则的,则该过程模拟图17A至图18D或图18A至图18H中所示的过程)可以通过改变与AOD对相关联的频率而针对由SLM 2110A或2110B生成的阱的不同子集重复,使得可以用AOD对2120A或2120B生成阱的新集合,所述新集合与用SLM 2110A或2110B生成的阱的新的目标子集重叠。

[0107] 根据一些实施方案,在SLM 2110A或2110B中的阱的位置包括分开的任意且规则的位置。图22A示出了由SLM 2110A或2110B的任意部分生成的图案,该任意部分由顶部附近的小空心圆指示。此外,下面示出被捕获在SLM 2110A或2110B中的规则部分中的原子阵列(这两者之间的距离可以或可以不按规定比例)。规则阵列中的阱的位置由直线的交点指示,并且原子由实心圆指示。根据一些实施方案,可以使用控制AOD(被示出为大的空心圆)来将任意阵列中的原子重新定位,如图22A至图22D所示,并且从规则阵列中取得原子并将其移动至任意阵列以便重新定位,如图22E至图22P所示。应当注意,多个原子可以从规则部分移动以便同时放置在不规则部分中,如图22E至图22F和图22L至图22M所示。在移动到不规则部分之后,可以首先调节受控原子之间的水平间距,如图22F和图22M至图22N所示。图26示出了用反射LCOS-SLM生成的阱的30×50规则阵列的示例性实例,其中对应的相位图案通过LCOS-SLM而压印在反射光束的波前上。图27示出了添加到激光场以将单个输入光束转换成阱的30×50阵列的对应的空间相位图案。

[0108] 生成光学晶格并使用阱来重新排列其内的原子:根据一些实施方案,可以替代地通过使用大晶格间距的光学晶格来生成2D阱阵列。来自两个光源的干扰可以形成光强度图案,这以可用于捕获冷中性原子,其称为光学晶格。这些阱可以代替保持AOD用作保持阱阵列。因此,光学晶格可以用于保持被捕获的原子并且与例如如上所述的控制AOD结合,以便诸如利用关于图17A至图17E(类似地在图24A至图24E中示出)以及图18A至图18H(类似地在图25A至图25H中示出)描述的方法和系统来将原子重新布置在光学晶格内。如图23所示,光

源2320可以产生形成保持阱阵列的干涉形式2330。AOD2310A、2310B可以用于操纵干涉形式2330的被捕获的原子。这对AODS用于生成阱的集合。这些阱可以与光学晶格的捕获区域重叠。这可以例如通过使用半反射表面(实例:非偏振分束器)、透射一个光偏振并反射垂直的一个光偏振的表面(实例:偏振分束器)、以某些波长透射光并且以其他波长反射(例如,二向色)的光学元件或者通过使两组阱来自不同方向并且在它们的焦点处会合来实现。可以调节用于重新排列的阱的集合,以形成比由用于载入的光学晶格提供的阱更强的约束,例如通过使每个光束具有更大的光功率、具有更接近原子共振的波长,或者具有较小的焦点(非广泛列表,并且可以使用这些效果的组合)。使由AOD对生成的一行阱在光学晶格的"行"或"列"的顶部上重叠可以允许所述"行"或"列"中的所有原子主要由AOD对生成的阱控制。可以使用针对1D情况描述的过程来重新排列用AOD对生成的阱。关闭用AOD对生成的阱可以允许原子通过下面的光学晶格保持在它们的新位置。可以通过改变与AOD相关联的频率来针对光学晶格的不同的"行"或"列"重复这个过程,使得可以用AOD对生成新的一组阱,所述阱与光学晶格的新目标"行"或"列"重叠。

[0109] 章节2.激发和演化

[0110] 根据一个实施方案,然后可以激发并演化所排列的原子阵列以计算所编码的问题的答案。具有大约等于原子的最外层电子的跃迁能的光子能量的激光器可以用于激发原子中的最外层电子,从而将原子转变成激发状态。在本公开中更详细地描述了特定的激光控制和应用技术。原子之间的相互作用可能非常强,以致只有一些原子并且特别是只有特定区域中的一些原子可能转变成激发状态。例如,接近另一个激发原子可以增加附近的非激发原子的激发能,使得附近原子的跃迁是不可能的。原子跃迁的可能性最初可以通过单独原子之间的距离来控制。根据一个实施方案,可以使离开的原子扩散远离阱,并且可以对剩余的原子进行成像以便确定哪些原子未被激发。这个最终结果可以产生对所编码的问题的解决方案。

[0111] 根据一个实施方案,逐原子组装可以用于确定性地准备光镊中的被单独捕获的冷中性^{87}Rb原子的阵列。如图1A所示,原子190之间的受控的相干相互作用可以通过将原子耦合到里德伯态而引入。这导致在距离Rij处的里德伯原子对之间产生排斥的范德华相互作用($V_i=C/R^6$,C>0)。这种系统的量子动力学由以下哈密顿方程(1)描述:

[0112] $$\frac{\mathcal{H}}{\hbar}=\sum_i\frac{\Omega_i}{2}\sigma_x^i-\sum_i\Delta_i n_i+\sum_{i<j}V_{ij}n_in_j \qquad (1)$$

[0113] 其中Ωi是与单独原子相关联的拉比频率,Δi是驱动激光从里德伯态的失谐(参见图1B),σi=|gi><ri|+|ri><gi|描述了在位置i处的原子的基态|g>与里德伯态|r>之间的耦合,并且ni=|ri><ri|。通常,在这个平台内,可以通过及时改变激光强度和失谐来编程控制参数Ωi、Δi。根据一个实施方案,可以使用均匀的相干耦合(|Ωi|=Ω,Δi=Δ)。可以通过改变原子之间的距离或者仔细地选择期望的里德伯态来调谐相互作用强度Vij。

[0114] 基态|g>和里德伯态|r>可以用作量子位态来编码量子信息。这些状态之间的相干耦合由激光提供,并且允许操纵量子位。此外,多个原子的里德伯态彼此具有很强的相互作用,从而实现了工程化的相干相互作用。里德伯原子之间的这些强的相干相互作用可以提供有效的约束,这防止附近的原子同时激发成里德伯态。图1F示出这种效果,有时也称为里

德伯封锁。当两个原子足够接近而使得它们的里德伯-里德伯相互作用Vij超过有效拉比频率Ω时,则可以抑制多个里德伯激发。这提供了里德伯封锁半径Rb,其中Vij＝Ω(如在此使用的,针对|r>＝|70S>,Rb＝9μm,并且Ω＝2πx2MHz)。在共振驱动相距a＝24μm的距离的原子的情况下,我们观察到与非相互作用原子相关联的拉比振荡,如图1F的顶部曲线中所示。然而,当我们使多个原子彼此靠近(a＝2.95μm<Rb)时,动力学发生显著变化。在这种情况下,可以观察到基态与集体W态之间的拉比振荡,其中恰好一个激发~$\Sigma_i \Omega_i |g_1 \cdots r_i \cdots g_N\rangle$具有集体拉比频率的特征$N^{1/2}$缩放。这些观察允许将系统的相干特性量化。具体地,图1F中的拉比振荡的对比主要受状态检测保真度限制(对于r为93%并且对于g为98%)。在整个阵列上将单独拉比频率和失谐控制为多于3%,而相干时间最终受在激光脉冲过程(散射率0.022/μs)中从状态|e>自发发射的概率限制。

[0115] 如图1A所示,使用光镊捕获单独^{87}Rb原子,并且将它们排列成无缺陷阵列。原子之间的相干相互作用Vij通过以强度Ω和失谐Δ将原子激发成里德伯态来实现。

[0116] 图1B示出双光子过程可以用于使用圆偏振420nm和1013nm激光器来将基态$|g\rangle = |5S_{1/2}, F=2, m_F=-2\rangle$经由中间态$|e\rangle = |6P_{3/2}, F=3, m_F=-3\rangle$耦合到里德伯态$|r\rangle = |71S_{1/2}, J=1/2, m_J=-1/2\rangle$(通常$\delta \sim 2\pi x 560MHz \gg \Omega_B, \Omega_R \sim 2\pi x 60,36MHz$)。

[0117] 如图1C所示,实验草案可以包括将原子载入到光镊阵列(1)中,并且将它们重新排列成预编程的构型(2)。此后,系统可以在具有可调谐参数Δ(t)、Ω(t)、Vij的U(t)下演化。这可以在若干非交互的子系统(3)上并行地实现。最终状态可以通过适当的技术来检测,诸如使用荧光成像(4)。

[0118] 如图1F所示,对于共振驱动(Δ＝0),孤立原子(顶部点)显示出|g>与|r>之间的拉比振荡。将原子排列成完全封锁的簇N＝2(如中间的曲线图所示)和N＝3(如底部的曲线图所示)原子导致簇中的原子之间仅共享一个激发,而拉比频率增强了$N^{1/2}$。多次激发(中间点和底部点)被强烈抑制。误差条指示68%的置信区间(CI)并且小于标记大小。

[0119] 章节2.A:1D原子阵列的示例性控制和演化

[0120] 寻找工程化和控制大型量子系统的方式是量子计算的主要挑战。下文讨论的控制和演化实例允许多达51个原子或更多的原子的阵列,这些原子可以用作量子位、具有极大量的可控制性以及它们之间的工程化的相干相互作用。此外,如本公开中所讨论,这种系统非常适合于按比例放大到更大数量的原子以及在单个原子水平上的可控制性。本公开中描述的技术和实验表明,工程化和控制这种大量子系统是可能的。执行量子模拟需要这种控制。这种量子模拟可以用于解决其他现实世界问题,例如寻找新材料(著名的实例是高温超导电性)、了解复杂的分子结构以及进行新一次的设计。其他应用包括优化问题,诸如下文更详细地讨论的最大独立集问题。这些优化问题直接映射到现实世界问题。

[0121] 根据一些实施方案,可以形成里德伯晶体或里德伯原子的受控阵列,如下文更详细地讨论。这些里德伯晶体为使用本文讨论的方法和系统生产的大型量子系统提供了良好的试验台。通常,由于随着系统尺寸的增加,复杂度呈指数增长,因此很难表征大型量子系统。由于已知对里德伯晶体的有序状态的解决方案,因此里德伯晶体的形成和表征提供了用于形成和操纵里德伯晶体的系统和技术的基准。如下所讨论,这些系统和方法证明了相干控制,并且这种大型量子系统(里德伯晶体)显示出高度的相干性。另外,证明了使用本文描述的系统和方法产生和控制的里德伯晶体具有特殊的量子态,当它们脱离平衡态时,所

述量子态显示出惊人稳健的动力学。下文更详细地讨论这种独特属性。

[0122] 根据一些实施方案,排列的1D原子阵列可以被激发和演化以产生对量子计算问题的解决方案,并且可以用作量子模拟器。下文描述了用于激发和控制1D原子阵列以及表征原子之间相互作用的技术。在均匀相干耦合的情况下,哈密顿方程(1)非常类似于具有可变相互作用范围的有效自旋1/2粒子的范例伊辛模型。其基态展现出多种多样的多体相,所述多体相打破了不同的空间对称性,如图2A所示。例如,在Δ/Ω的较大负值下,其基态对应于处于状态g的所有原子,从而对应于顺磁或无序相。随着Δ/Ω向着较大的正值增加,处于r的原子数量增加,并且它们之间的相互作用变得明显。这产生了空间有序的相,其中里德伯原子规则地排列在整个阵列上,从而产生具有不同空间对称性的"里德伯晶体",如图2A所示。这些相关状态的起源可以通过首先考虑当$V_{i,i+1}>>\Delta>>\Omega>>V_{i,i+2}$(即,相邻原子封锁但与接下来的第二相邻原子之间的相互作用可忽略不计)时的情况来理解。在这种情况下,里德伯封锁减少了最近邻激发,而远距离相互作用可忽略不计,从而导致里德伯晶体破坏了Z_2平移对称性,这类似于磁性系统中的反铁磁序。此外,通过调谐参数使得$V_{i,i+1}$、$V_{i,i+2}>>\Delta>>\Omega>>V_{i,i+3}$并且$V_{i,i+1}$、$V_{i,i+2}$、$V_{i,i+3}>>\Delta>>\Omega>>V_{i,i+4}$,可以分别获得具有破坏的Z3和Z4对称性的阵列,如图2A所示。图2A中的加框区域220指示潜在的无公度相。

[0123] 为了在这些相中准备系统,可以动态地控制驱动激光器的失谐Δ(t),以将哈密顿量的基态从处于g的所有原子的乘积状态绝热地转换成晶体里德伯态。首先,可以通过光泵浦以状态$|g=5_{S1/2},F=2,m_F=2\rangle$来准备所有原子。然后可以使用图3A所示的函数形式打开激光场并且扫掠从负值失谐到正值的双光子。

[0124] 如图2B所示,在失谐Δ变化时针对三种不同的相互作用强度在13个原子的组中得到单原子轨迹。在这些情况中的每一种下,都可以观察到从初始状态$|g_1,...,g_{13}\rangle$到不同对称性的里德伯晶体的清晰转变。原子之间的距离决定了相互作用的强度,对于给定的最终失谐,所述相互作用强度导致不同的结晶顺序。例如,为了实现Z_2顺序,我们以5.9μm的间距排列原子,这导致$V_{i,i+1}=2\pi x24MHz>>\Omega=2\pi x2MHz$的最近邻相互作用,而下一个最近相互作用很小($2\pi x0.38MHz$)。这导致反铁磁晶体的积聚,其中每隔一个阱位点都被里德伯原子占据(Z_2顺序)。通过将原子之间的间距减小到3.67μm和2.95μm,分别观察到Z_3-顺序和Z_4-顺序,如图2B所示。

[0125] 更具体地,图2B示出了通过缓慢地改变激光参数而观察到在13个原子的阵列上的里德伯晶体的积聚,如a中的红色箭头所示(也参见图3A)。底部面板示出一种构型,其中原子间隔a=5.9μm,这导致$V_{i,i+1}=2\pi\times24MHz$的最近邻相互作用,并且导致$Z_2$顺序,其中每隔一个原子都被激发成里德伯态$|r\rangle$。右边的条形图显示了最终的位置相关里德伯概率(误差条表示68%CI)。中间面板中的构型($a=3.67\mu m$,$V_{i,i+1}=2\pi x414.3MHz$)导致Z_3顺序,并且顶部面板($a=2.95\mu m$,$V_{i,i+1}=2\pi x1536MHz$)导致Z_4有序相。针对每种构型,示出了脉冲之前(左)和之后(右)的单发射荧光图像。开口圆圈突出显示归因于里德伯激发的丢失的原子。

[0126] 可以将量子模拟器的性能与利用经由精确数值模拟获得的针对N=7原子系统的理论预测构建的测量的Z^2顺序进行比较。图3A至图3C示出了与完全相干模拟的比较。如图3A至图3C所示,这种没有自由参数的完全相干模拟与在考虑有限的检测保真度时观察到的数据具有极好的一致性。如图3A所示,激光驱动包括具有从负值啁啾到正值的失谐Δ(t)的方形脉冲Ω(t)。图3B示出了N=7个原子簇(彩色点)中的每个原子的里德伯激发概率的时

间演化,这可以通过改变激光激发脉冲的持续时间Ω(t)来获得。对应的曲线是通过用(1)精确模拟量子动力学(其中如关于本实例中所讨论的那样使用Δ(t)和Ω(t)的函数形式)和有限的检测保真度而获得的理论单原子轨迹。图3C示出了七个最可能的多体状态的演化。图3C中的多体状态的演化示出可以以54(4)%的概率测量到完美的反铁磁目标状态。当校正已知的检测保真度时,以p=77(6)%的概率达到期望的多体状态。误差条表示68%CI。

[0127] 如图4所示,通过在各种大小的阵列上进行绝热扫掠,准备保真度取决于系统的大小。图4A示出了随簇大小而变的晶体基态的准备保真度。空心点是测量值,并且实心点被校正以获得有限的检测保真度。误差条表示68%CI。图4B示出了针对18439个实验实现的51个原子簇中的每个观察到的出现数量的没有校正检测误差的微状态数量的直方图。大多数发生的微状态是多体哈密顿量的基态。随着系统大小增加,在扫掠结束时发现系统处于多体基态的可能性降低。然而,即使在大至51个原子或更多的系统大小下,也在p=0.11(2)%(在校正检测保真度时p=0.9(2)%)的情况下获得完美有序晶体多体状态,考虑到系统的呈指数级增长的大251维希尔伯特空间,这是卓越的。此外,如图4B所示,具有完美Z_2顺序的这种状态是迄今为止最常用的准备状态。

[0128] 章节3:观察产生的最终状态

[0129] 在量子计算之后,可以通过荧光成像来检测原子的状态。这可以通过状态相关原子损失和随后的成像以暴露剩余的原子来完成。在本文描述的实例中,可以在激光脉冲之后恢复光镊电势。通过光镊重新捕获处于基态的原子,而通过光镊光束将留在里德伯态的那些原子推开。随后的荧光检测可以暴露每个原子的状态。这种检测的扩展可以是首先将里德伯态映射到第二超精细态,然后可以使用状态选择性荧光来对每个状态的原子组进行成像。这提供了额外的优点,即原子在计算结束时不会丢失。

[0130] 章节4.用于操纵原子阵列的激光控制系统

[0131] 激发到里德伯态的单独中性原子是用于量子模拟和量子信息处理的有前途的平台。然而,迄今为止的实验进展受到与这种里德伯激发相关联的短相干时间和相对低的门保真度限制。因此,即使在上述方法可以用于组装大原子阵列以用于量子计算的情况下,仍然有必要对组装的原子阵列进行高保真度和相干控制,以便演化所排列的原子阵列来解决特定问题。因此,根据一个实施方案,可以使用例如关于图7A至图7D描述的系统和方法和/或上述方法来实现对里德伯原子量子位的高保真度(低误差,诸如接近0%的误差)的量子控制。通过减少激光相位噪声来实现,这种方法产生单独量子位的相干特性的显著改善。通过准备保真度超过0.97(3)(即,错误率仅为3/100)的双原子纠缠态并且使用双原子动态解耦协议来延长其寿命,这种高保真度控制扩展到多粒子情况。这些进步为中性原子提供了可扩展的量子模拟和量子计算,所述量子模拟和量子计算可以更准确且更一致地操纵有序阵列中的原子。

[0132] 根据一些实施方案,可以通过减少激光相位噪声来实现对里德伯原子量子位的高保真度量子控制,从而在单个量子位的相干特性上产生显著改善。通过准备保真度超过0.97(3)的双原子纠缠态的实验结果证实了这种高保真度控制扩展到多粒子情况。根据一些实施方案,所准备的贝尔态的寿命还可以利用新颖的双原子动态解耦协议来延长。

[0133] 图7A至图7D示出并表征了根据一个实施方案的用于在一维中的可编程位置处的光镊中的单独冷铷87原子的单原子拉比振荡的控制系统。如图7A所示,诸如外腔二极管激

光器(ECDL)710A的激光器可以向参考光学腔(REF)720提供光。可以使用例如庞德-德瑞福-霍尔技术将来自ECDL 710A的光锁定到REF 720。为此,可以对ECDL的光进行相位调制,并且在光电二极管PD 770上检测腔体720的反射。将这个信号解调以产生用于锁定激光器的误差信号。这种类型的锁定可以产生非常窄的线宽。然而,它也可以在锁定的带宽处产生高频相位噪声。为了减轻这种噪声,腔Ref 720可以用作过滤腔,所述过滤腔的狭窄的透射窗(插图中的阴影区域)抑制高频相位噪声。为了增强REF 720的输出功率,透射光可以用于对法布里-珀罗(FP)激光二极管740进行注入锁定。这可以通过将来自REF 720的光通过光隔离器(ISO)730投射到FP 740来实现。通过使用这种技术,来自FP 740的光将继承来自REF 720的光的光谱特性,但功率更高。可以通过ISO 730和聚焦光学器件750A将来自FP 740的光提供给原子阵列790。第二激光源710B可以提供不同频率的激光,所述激光可以通过光学器件750B聚焦到原子阵列790上。在某些实施方案中,可以按反向传播构型提供来自光学器件750A和750B的光,以最小化多普勒跃迁灵敏度。根据一些实施方案,期望确保激发光束相对于原子阵列790的良好对准。为了实现这一点,可以采用主动反馈方案,所述主动反馈方案控制入射光束的对准。可以拾取来自光学器件750A的少量光并将其提供给空间分辨的成像装置(诸如CCD 760)以便进行对准。用于激光器710A和710B的这种窄而精确的控制系统允许控制原子的内部状态|g>和|r>。可以添加附加的部件,诸如冷却激光器和磁场生成结构(诸如场线圈)。

[0134] 根据一些实施方案,原子790在1.5G磁场中经由光泵浦在基态的塞曼子能级|g>=|Sg>=|$S_{1/2}$,F=2进行m_F=-2>m_F=-2>初始化。然后迅速关闭光镊电势,并且施加来自两个激光器710A和710B的激光场以将原子790耦合到里德伯态|r> r>=|70S,J=1/2,m_J=-1/2>70S,J=1/2,m_J=-1/2>。在例如持续时间为3至8μs的激光脉冲之后,光镊电势被恢复。通过光镊重新捕获处于基态的原子790,而通过光镊光束将留在里德伯态的那些原子推开。根据一些实验实施方案,这种检测方法具有里德伯态检测保真度$f_r f_r$=0.96(1)以及范围在$f_g f_g$0.955(5)至0.990(2)的基态检测保真度,具体取决于捕获时间。

[0135] 根据一些实施方案,经由双光子跃迁来激发里德伯态。ECDL710A可以是420nm激光器,Δ Δ其失谐超过从|g>g>至|e>e>=|$6P_{3/2}6P_{3/2}$,F=3,$m_F m_F$=--3的跃迁频率。第二激光源710B提供的例如1013nm的激光场,将|e>e>耦合到|r>r>。两个激光器710A和710B被偏振以分别驱动$\sigma^-\sigma^-$和$\sigma^+\sigma^+$跃迁,使得仅可以耦合单个中间子能级和里德伯态,从而避免增加附加的能级和相关联的移相。这些跃迁在图7B中示出。

[0136] 两个激光器710A、710B可以是任何已知的激光器,诸如由MOG实验室私人有限公司(MOG Laboratories Pty Ltd)出售的外腔二极管激光器。激光器710A可以通过庞德-德瑞福-霍尔(PDH)770(诸如由稳定激光器系统(Stable Laser Systems)提供的PDH)进行频率稳定,锁定到超低膨胀参考腔。激光器710B也可以通过类似的PDH(未示出)进行稳定。PDH 770锁定强烈抑制低于锁定的有效带宽的频率处的激光噪声,从而产生如从环内噪声中估计的<1kHz的窄线宽。然而,高于锁定带宽的噪声无法被抑制,并且可以以高锁定增益进行放大。这会导致约~2π×1MHz~2π×1MHz的相位噪声的宽峰值(参见图7A的插图)。这种高频相位噪声在里德伯实验和使用被捕获的离子的实验中表现出相干性限制。为了抑制这种相位噪声,可以将参考腔体730用作光谱滤光器。具体地,该腔的透射函数可以是具有Γ Γ~2π×~2π×500kHz的半极大处全宽度(对应于F~~3000的精细度)的洛伦兹函数。其他

函数可以用于具有不同函数的腔。线宽越小,滤光越好。当激光被锁定时,其窄线宽载波分量透射穿过腔,而2π×1MHz2π×1MHz下的高频噪声被抑制≥4倍。虽然仅在图7A中关于ECDL 710A示出,,但为了在420nm和1013nm下放大这个光,可以分离两种颜色,并且将每个光束用于对单独的激光二极管进行注入锁定,所述激光二极管继承相同的光谱特性。这将纯光谱透射光放大到420nm的5mW和1013nm的50mW的光。尽管420nm功率足以直接驱动蓝色跃迁,但在一些实施方案中,1013nm可以通过锥形放大器(未示出)进一步放大。

[0137] 可以按反向传播构型将激光器710A、710B提供到原子阵列790上,以最小化由于有限原子温度引起的多普勒频移。激光器710A、710B可以分别聚焦到20或30μμm的腰部。根据实验实施方案,可以实现$\Omega_B\Omega_B \sim\sim 2\pi\times 60\pi\times 60$MHz($\Omega_R$($\Omega_R \sim\sim 2\pi\times 40\pi\times 40$MHz)的单光子拉比频率。在$\Delta\ \Delta \sim\sim 2\pi\times 600\pi\times 600$MHz的中间失谐处,这导致双光子拉比频率为$\Omega\ \Omega = \Omega_B\Omega_R/(2\Delta)\ \Omega_B\Omega_R/(2\Delta) \sim\sim 2\pi\times 2$MHz.$\pi\times 2$MHz.通过声光调制器将每个光束功率稳定至<1%,所述声光调制器还用于快速(~~20ns)切换。为了最小化对指向波动的灵敏度,可以使用参考相机760和自动光束对准过程来确保到原子上的良好居中对准,其中光束位置使用带压电致动器的一个转向镜安装件而稳定在参考相机上的固定位置。可以通过针对相机上的不同光束位置测量原子上的拉比频率并且选择使与里德伯态的耦合最大化的位置来建立最佳位置。

[0138] 图7D示出了根据一些实施方案的与图7A类似的系统,其中增加了对激光器710B的进一步控制。图7D示出了在420nm和1013nm下的两个激光器710A和710B。每个激光器710A、710B可以是例如外腔二极管激光器。激光器710A,710B用于将原子790相干地激发到里德伯态。两种激光器都通过庞德-德瑞福-霍尔(PDH)锁定而稳定到参考光学腔720。可以选择REF 720的镜面涂层,使得所述腔适用于多种波长并且可以由710A和710B两者使用。为此,利用放置在每个激光源与参考腔之间的电光调制器(EOM)对每个激光器进行相位调制。(未示出),并且分别在光电探测器(PD)770A、770B上测量从光学腔反射的光,并且将所述光用于通过调谐通过激光二极管的电流来对激光进行反馈。这可以将每个激光器稳定到<1kHz的窄线宽,如根据PDH锁定的误差信号上的噪声测量。然而,由于激光二极管的有限带宽,来自激光二极管的高频噪声无法被抑制,并且可以替代地通过PDH锁定进行放大。这会导致相对于中心窄载波线宽(在功率谱插图中示出),噪声在大约+/-1MHz处出现宽峰值。

[0139] 在将激光器710A、710B锁定到参考腔时,光主要透射通过腔720。然而,腔720充当带宽为约500kHz的低通滤波器,并且因此它的透射会抑制这个“透射窗”(示意性地示出为在功率谱插图中具有虚线的加框区域)之外的噪声。因此,穿过空腔的透射光具有的线宽,但也抑制了高频噪声。

[0140] 由于高功率有利于控制原子790,因此将每个激光器710A、710B的透射光分离,并且分别通过光学隔离器(ISO)730A、730B分别注入锁定到独立的法布里-珀罗(FP)激光二极管740A、740B中。这些激光二极管740A、740B继承了用于播种它们的光的相同高质量光谱特性,并且将此种子光有效地放大至420nm的约5mW光以及1013nm的约50mW光。可以通过位于激光二极管740B之后的锥形放大器(未示出)来附加地放大1013nm功率。然后可以通过透镜750A、750B以反向传播构型将两个激光器710A、710B聚焦在原子阵列790上,以最小化跃迁的多普勒灵敏度。

[0141] 迄今为止,这种激光稳定和滤光方案实现对里德伯原子量子位的高保真度相干控

制。通过使用可商购获得的更高精细度的光学腔,可以进一步改进所述方案,所述更高精细度的光学腔具有由较高反射率的镜引起的较窄线宽并且因此具有较高的噪声抑制因数。根据一些实施方案,本质上较低噪声的激光源(诸如钛-蓝宝石激光器或染料激光器)可以用于驱动这个跃迁,而无需频谱过滤高频激光器相位噪声。

[0142] 章节4.A:来自改进的激光控制的实验结果

[0143] 根据一些实施方案,可以实施本文公开的各种控制方法和系统以延长相干时间并改进对原子的控制。根据实施上述系统和方法(诸如图7A至图7D中所示的控制系统)的实验实施方案,测量到长期拉比振荡的e1/ee寿命为ττ=27(4)μs,这将与先前实验中的典型的≤7μs寿命形成对比。这在图7C中示出,该图示出了共振的双光子耦合引发|g>=|g>=与|r>r>之间的拉比振荡。每个图示出了随时间(以微秒为单位)而变的里德伯概率。上面的图是本领域中使用的设置的测量值。下面图示出了上述设置的典型结果,其中拟合的相干时间为27(4)μμs。每个数据点是根据50至100次重复测量计算的、在间隔23μμm的两个相同耦合的原子上进行平均,使得它们不相互作用。误差条为68%置信区间。实线拟合实验数据,而虚线指示与数值模型的预期对比。如图7D所示,这些新的测量值与单原子系统的简单数值模型之间存在极好的一致性,如图7D中的虚线所指示。所实施的数值模型没有自由参数,并且仅考虑了在有限原子温度下的随机多普勒频移、中间态|e>e>的非共振散射以及里德伯态|r>r>的有限寿命的影响。来自数值模型的结果另外按比例缩放以考虑检测保真度。

[0144] 根据另一个实验实施方案,可以表征单个原子的相干性和单量子位控制。首先,测量里德伯状态的寿命,如图8A所示,以便演示和确定可以执行量子控制的时间尺度。如图8A所示,|r>r>的寿命可以通过从|g>|g>激发到|r>r>(用ππ-脉冲)并且然后在可变延迟之后去激发来表征。终止于|g>|g>(表示为P_gP_g)的概率在TT_1=51(6)μμs的提取寿命内衰减。测量到的$T_1=T_{r\to g}$ $T_1=T_{r\to g}$=51(6)μμs与146μμs里德伯态寿命一致,这是在与1013nm激光器的非共振散射的~~80μμs时间尺度(从|e>e>)相结合时的情况。拉姆齐实验显示出通过热多普勒频移很好地解释的高斯衰减810(参见图8B)。如图8B所示,绘制为线810的拉姆齐实验示出了1/e寿命为$T_2^*T_2^* = 4.5(1)\mu\mu s$高斯衰减,其受热多普勒频移限制。将附加的ππ-脉冲830插入在π/π/2脉冲832、834之间消除了多普勒频移的影响,并且导致基本上更长的相干寿命为TT_2=32(6)μμs(拟合到下降到0.5的指数衰减)。在10μμK处,实验的每次发射的随机原子速度表现为随机失谐$\delta^D\delta^D$(从宽度2π×π×43.5kHz的高斯分布),从而导致移相为$|\psi\rangle\to\frac{1}{\sqrt{2}}(|g\rangle+e^{i\delta^D t}|r\rangle)|\psi\rangle\to\frac{1}{\sqrt{2}}(|g\rangle+e^{i\delta^D t}|r\rangle)$。然而,由于随机多普勒频移在每个脉冲序列的持续时间内是恒定的,因此可以经由自旋回波序列消除其影响(参见图8B中的曲线图820)。自旋回波测量值显示出与数值模拟(虚线)的一些小偏差,从而表明存在附加的移相通道。假设指数衰减,则拟合的T_2 T_2=32(6)μμs,并且纯移相时间$T_\varphi=(1/T_2-1/(2T_{r\to g})$ $T_\varphi=(1/T_2-1/(2T_{r\to g}))^{-1}$=47(13)μμs。这种移相可能是由残留的激光相位噪声引起的。除了在原子的状态|g>与|r>之间共振地操纵原子之外,还希望能够操纵这些状态之间的相位,这可以称为相位门。图8C示出了通过施加独立的809nm激光器840来实现的这种单原子相位门。根据一些实施方案,可以使用远离原子跃迁但是足够接近以在基态上引起不同于里德伯态的光偏移的其他波长。这引起基态上的光偏移δ=2π×5δ=2π×5MHz(在时间t内),从而导致累积的动态相位φ=δtφ=δt。所述门可以嵌入在自旋回波序列中以消除多普勒频

移。在此处显示的每个测量中,1013nm激光器在整个脉冲序列中保持开启,而420nm激光器根据每个图上方示出的序列进行脉冲。每个数据点都是根据对单个原子进行200至500次重复测量来计算的,其中误差条表示68%的置信区间。在图8B和图8C中,实线拟合实验数据。虚线示出了根据数值模型预期的对比,包括有限检测保真度。如此长的相干时间和单个量子位控制门可用于量子计算。

[0145] 根据一些实施方案,可以通过施加独立的聚焦激光器来实现单原子相位门,所述聚焦激光器使基态|g>|g>的能量移位5MHz。通过控制所施加的激光脉冲的持续时间,受控制的动态相位可以施加在|g>|g>上,这是相对于|r>r>。所得的相位门(嵌入在自旋回波序列中)的对比接近通过检测和自旋回波保真度所施加的极限。

[0146] 根据一些实施方案,双原子可以被控制。应当理解,此类技术和系统可以应用于两个以上的原子。为此,两个原子可以按5.7μμm的间隔定位,其中里德伯-里德伯相互作用为 $U/\hbar = 2\pi \times 30 U/\hbar = 2\pi \times 30\text{MHz} \gg \Omega = 2\pi \times 2 \gg \Omega = 2\pi \times 2\text{MHz}$。在这种可以称为里德伯封锁机制的机制中,激光场将两个原子从|gg>|gg>全局耦合到对称态 $|W\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|gr\rangle + |rg\rangle)|W\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|gr\rangle + |rg\rangle)$,这是在$\sqrt{2}\Omega\sqrt{2}\Omega$的增强拉比频率下进行的(参见图9A)。图9A示出了两个附近原子的能级结构,该能级结构的特征在于双激发态|rr>|rr>,该双激发态通过相互作用能量$U \gg \hbar\Omega U \gg \hbar\Omega$而移位。在这个里德伯封锁机制中,激光场仅将|gg>|gg>耦合到|W>W>。对称态和反对称态|W>W>,$|D\rangle D\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|gr\rangle \pm |rg\rangle)\frac{1}{\sqrt{2}}(|gr\rangle \pm |rg\rangle)$可以通过一个原子上的局部相位门而耦合(经由箭头910表示)。

[0147] 可以针对状态|gg>|gg>、|gr>|gr>、|rg>|rg>和|rr>|rr>来测量概率(分别由P_{gg}、P_{gr}、P_{rg}和P_{rr}表示),并且表明没有集群进入双激发态,参见9B顶部(P_{rr}<0.02,仅与检测误差一致)。相反,零激发的流形(图9B的底部)与一次激发的流形(图9B的中心)之间存在振荡,其中拟合频率为$2\pi \times 2\pi \times 2.83\ \text{MHz} \approx \sqrt{2}\Omega \approx \sqrt{2}\Omega$(参见图9B)。在共振地驱动两个原子达可变时间之后,可以测量所得的双原子状态的概率。集群从|gg>|gg>振荡到|W>W>这是在增强的拉比频率$\sqrt{2}\Omega\sqrt{2}\Omega$下。这表明高保真度的双量子位控制。

[0148] 这些集体拉比振荡可以用来直接准备最大纠缠贝尔态|W>W>,方式是施加ππ脉冲(在增强的拉比频率(由$X_\pi^W X_\pi^W$表示)下)。为了确定这种实验准备的纠缠状态的保真度,由F=<W|ρ|W>F=<W|ρ|W>给出,可以依据密度算子ρρ的对角和非对角矩阵元素来来表达:

[0149] $$F = \frac{1}{2}(\rho_{gr,gr} + \rho_{rg,rg})\,F = \frac{1}{2}(\rho_{gr,gr} + \rho_{rg,rg}) + \frac{1}{2}(\rho_{gr,rg} + \rho_{rg,gr})$$

[0150] $$\frac{1}{2}(\rho_{gr,rg} + \rho_{rg,gr}) \quad (3)$$

[0151] 其中$\rho_{\alpha\beta,\gamma\delta}$=<αβ|ρ|γδ><αβ|ρ|γδ>对于αα、ββ、γγ、δδ∈∈{g,r}。对角线元素可以通过施加ππ脉冲然后测量集群来直接测量。在考虑状态检测误差之后,结果与完美的|W>状态的那些结果紧密匹配,其中$\rho_{gr,gr}+\rho_{rg,rg}+\rho_{rg,rg}$=0.94(1),相对于0.95(1)的最大可能值。

[0152] 为了测量密度矩阵的非对角线元素,可以使用单原子相位门 $Z_\phi^{(1)} Z_\phi^{(1)} 920$,如图9C

所示,其在一个原子上引入可变相位。例如,局部光束将光偏移δδ添加到|gr>|gr>但不添加到|rg>|rg>,使得 $|W\rangle \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}(e^{i\delta t}|gr\rangle + |rg\rangle |W\rangle \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}(e^{i\delta t}|gr\rangle + |rg\rangle)$。这个相位累积将|W>|W>旋转成正交暗态 $|D\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|gr\rangle - |rg\rangle)\,|D\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|gr\rangle - |rg\rangle)$,根据:

[0153] |W>→cos(δt/2)|W>+i sin(δt/2)||W>→cos(δt/2)|W>+i sin(δt/2)|D>|D>

[0154] (4)

[0155] 由于|D>|D>通过激光场解耦,因此随后的ππ脉冲仅将|W>|W>的集群映射回到|gg>|gg>。因此,系统终止于|gg>|gg>的概率取决于相位累积时间,因为$P_{gg}(t)P_{gg}(t)=A\ \cos^2(\delta t/2)(\delta t/2)$。在此,振荡A的幅度精确地测量了非对角矩阵元素($\rho_{gr,rg}=\rho_{rg,gr}$($\rho_{gr,rg}=\rho_{rg,gr}$)。为了减轻对随机多普勒频移的灵敏度,可以将整个序列嵌入在自旋回波协议中(参见图9C)。图9C示出了在封锁机制中的共振π-脉冲之后两个原子的纠缠保真度的测量。局部相位门$Z_{\phi}^{(1)}Z_{\phi}^{(1)}$将|W>W>旋转成|D>D>,其由随后的ππ-脉冲检测。拟合的对比0.88(2)测量非对角线密度矩阵元素。相位门由聚焦在一个原子上的非共振激光器来实现,其中串扰<2%。测量值嵌入在自旋回波序列中,以消除由热多普勒频移引起的移相。如上所述,相位门是可用于量子计算的单量子位门。在此,它可以用来能够表征两个原子之间的纠缠。此处使用的回波序列有助于消除来自多普勒频移的噪声,从而增加系统的相干性。

[0156] 所得的对比为$A=0.88(2)=2\rho_{gr,rg}=2\rho_{rg,gr}2\rho_{gr,rg}=2\rho_{rg,gr}$。将这些值与对角矩阵元素组合,测量出纠缠保真度为FF=0.91(2)。鉴于实验状态检测误差率的最大可测量保真度将为0.94(2),因此在校正了不完善的检测后,发现已形成纠缠的贝尔态,其中保真度为FF=0.97(3)。这种保真度包括在初始ππ-脉冲之后的脉冲期间引入的误差,并且因此构成了真实保真度的下限。

[0157] 纠缠是量子计算中有用的资源。然而,纠缠态可能非常脆弱,并且经受快速移相。本文讨论的方法可以用于保护纠缠态免受某些噪声源的影响。根据一些实施方案,通过激发|W>|W>的纠缠态的寿命可以用ππ-脉冲来探究,并且然后在可变延迟后去激发(参见图10)。图10示出了经由动态解耦来延长纠缠态寿命。|W>W>的寿命可以通过将|gg>>激发到|W>W>并且然后在可变时间之后去激发来测量,如曲线图810中所示。寿命受由随机多普勒频移引起的移相限制。在封锁机制中插入附加的2ππ-脉冲1030将|gr>>的集群与|rg》交换,以重新聚焦随机相位累积,从而将寿命延长至~36μμs,如曲线图1020中所示(拟合到指数衰减,示出为实线)。每个曲线1010、1020中的初始偏移由与给定的捕获时间相关联的基态检测保真度设置。所有数据点都是根据30到100次重复的测量计算的,从而对九个独立的相同耦合的原子对进行平均,其中误差条指示68%的置信区间。曲线图附近的虚线和拟合线示出了来自数值模型的预测,包括检测误差。对比的衰减与跟随机多普勒频移相关联的数值预测非常一致。具体地,两个分量|gr>>和|rg>>(|W> W>态的)移相为 $|W\rangle \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}(e^{i\delta_2^D t}|gr\rangle + e^{i\delta_1^D t}|rg\rangle)W\rangle \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}(e^{i\delta_2^D t}|gr\rangle + e^{i\delta_1^D t}|rg\rangle)$,其中$\delta_i^D\delta_i^D$是原子ii上的双光子多普勒频移。

[0158] 根据一些实施方案,可以利用作用于多个量子位的回波序列来延长双原子纠缠态的寿命。这允许更长的控制时段。在|W>W>态已经演化了时间T之后,可以将2ππ-脉冲施加到

双原子系统。在里德伯封锁机制中,这种脉冲交换了|gr>>和|rg>>的集群。在再次演化了时间T之后,总累积多普勒频移对于双原子波函数的每个部分都相同,并且因此不影响最终的|W>W>态保真度。图10示出了其寿命远远超出了多普勒极限衰减而延长至$T_2^W\,T_2^W = 36(2)\mu\mu s$。与单原子情况一样,提取纯移相时间尺度$T_\phi^W = (1/T_2^W - 1/T_{r\to g})\,T_\phi^W = (1/T_2^W - 1/T_{r\to g})^{-1} > 100\mu\mu s$。

[0159] 两个原子的贝尔态移相时间$T_\phi^W T_\phi^W > 100\mu\mu s$明显长于单原子移相时间$T_\emptyset T_\emptyset = 47(13)\mu\mu s$。这可以通过注意到状态|gr》和|rg》形成无退相子空间来理解,所述子空间对全局扰动不敏感,诸如同样耦合到两个原子的激光相位和强度波动。相反,处于叠加态$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|g\rangle + |r\rangle)|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|g\rangle + |r\rangle)$的单个原子对激光相位和激光强度两者都敏感。这种无退相干子空间可以用于保护量子信息免受某些噪声源。这些测量值进一步表明,即使在这些实验中大大降低了激光噪声,但在我们的实验中仍未完全消除。更高精细度腔REF 720可以用于滤除甚至更多的激光噪声并且实现甚至更长的相干时间。此外,基态与里德伯态之间的这些相干操纵技术仍然比以前报道的那些技术要好得多。

[0160] 这些测量值将里德伯原子量子位建立为高保真量子模拟和计算的平台。本公开中展示的技术示出了控制中性原子阵列的方法。这些技术所展示的保真度可以通过以下方式来进一步提高:通过增加激光强度并且在与中间状态更大的失谐下操作从而减少非共振散射的有害影响,或者通过使用直接单光子跃迁。此外,光镊中的原子的边带冷却可以显著降低多普勒频移的幅度,而低噪声激光源(诸如钛-蓝宝石激光器或由更高精细度腔过滤的二极管激光器)可以进一步消除由相位噪声引起的误差。先进的控制技术(诸如激光脉冲整形)也可以用来达到更高的保真度。最后,状态检测保真度作为当前工作中主要缺陷来源,可以通过里德伯原子的场电离或者将里德伯态映射到单独的基态水平来改进。

[0161] 章节5.A:实例-相变上的量子动力学

[0162] 本文所述的系统和方法提供了对伊辛问题的解决方案的标识,如下所述。本文应用的技术也可以转移到其他模型,诸如下文描述的最大独立集问题。

[0163] 一旦原子可以排列成大阵列,诸如多达51个原子或更多的1D阵列,当原子在里德伯态与基态之间交替时就可以观察到相变。下文更详细地讨论这些转变。图5A至图5D示出了根据一个实施方案的51个原子的阵列中的向Z_2相转变的特性。可能出现原子状态在里德伯态与基态之间交替的长的有序链。如图5A所示,这些有序畴可以被由处于相同电子状态的两个相邻原子组成的畴壁分开。

[0164] 图5A示出了根据示例性实施方案的在施加绝热脉冲之前(顶部行501,即,关于图1D所讨论的演化步骤116)和在脉冲之后(底下三行502、503、504,对应于三个单独的实例,即,图1D中的检测步骤118)的51原子阵列的单发荧光图像。小圆圈505标记了丢失的原子,这可能归因于里德伯激发。畴壁是完美有序的里德伯晶体中的缺陷。畴壁允许表征系统绝热扫掠结束时达到基态的程度。观察这些畴壁本身也是有用的。例如,通过扫掠速度如何影响畴壁的数量或畴壁之间是否存在关联性可以更好地表征系统。畴壁506(带圆圈的点)被标识为在阵列的边缘处的处于相同状态的两个相邻原子或基态原子,并且用椭圆来指示。可以观察到畴壁之间的长Z_2的有序链。

[0165] 图5B示出了根据示例性实施方案的随频率扫掠期间的失谐而变的畴壁密度。曲线560上的点是随扫掠期间的失谐而变的畴壁密度的平均值。误差条是平均值的标准误差并且小于标记大小。曲线570上的点是对应的方差,其中阴影区域表示刀切法误差估计。畴壁密度的降低和方差的峰值见证了相变的开始。每个点都是从1000个实现中获得的。实线560是没有自由参数的完全相干MPS模拟(键合尺寸D=256),从而考虑到测量保真度。

[0166] 畴壁密度可以用于量化随失谐Δ而变的从无序相到有序Z_2相的转变,并且用作有序参数。随着系统进入Z_2相,有序畴的大小增大,从而导致畴壁密度显著降低(图5B中的曲线560上的点)。与对伊辛型二阶量子相变的期望一致,可以观察到接近两个相位之间的转变点的波动长度的畴,这由畴壁密度的方差的明显峰值反映。这个峰值向$\Delta \approx 0.5\Omega$的正值移位,与有限大小缩放分析的预测一致。观察到的畴壁密度与基于51原子矩阵乘积状态的量子动力学的完全相干模拟非常一致(线560);然而,这些模拟低估了相变时的方差。

[0167] 在扫掠结束时,在Z_2相位深处($\Delta/\Omega >> 1$),Ω可以被忽略,使得哈密顿量(1)本质上成为经典。在这种情况下,测量到的畴壁数分布允许我们直接推断出在越过相变时产生的激发的统计值。图5C示出了在51原子阵列的18439个单独实验实现期间出现的畴壁的归一化数量的直方图。所述分布以平均9.01(2)个畴壁来描绘。这个分布受到状态|g>和状态|r>的检测保真度的影响,这会导致更多数量的畴壁。换句话说,与所采用的其中不完美的检测保真度引入了额外的畴壁的一个系统相比,具有完美检测保真度的系统将产生不同的畴壁分布。因此,为了确定畴壁的实际数量,可以在畴壁分布上对检测保真度的影响进行建模,以确定在没有较低检测保真度的影响的情况下形成的畴壁的数量。这允许获得针对检测保真度校正的分布的最大似然估计,所述分布对应于具有平均5.4个畴壁的状态。这些剩余的畴壁(不是由较低检测保真度引起的那些)最有可能是由于在跨过能隙变得最小的相变时从基态进行的非绝热跃迁而产生的。此外,准备保真度还受到激光脉冲期间的自发发射限制(对于整个阵列,每μs散射平均1.1个光子)。

[0168] 图5C示出了根据示例性实施方案的从18439个实验实现(顶部图)获得的$\Delta = 14\text{MHz}$的畴壁数量分布。误差条表示68%CI。由于边界条件,只能出现偶数个畴壁。底部图中每个耦合对的右侧上的条示出了通过使用最大似然方法校正有限检测保真度而获得的分布,这导致平均5.4个畴壁。每个耦合对的左侧上的条示出了具有相同平均畴壁密度的热状态分布。图5D示出了Z_2相位中的测量的关联函数。

[0169] 为了进一步表征形成的Z_2有序状态,可以评估关联函数:

[0170] $$g_{ij}^{(2)} = \langle n_i n_j \rangle - \langle n_i \rangle \langle n_j \rangle \qquad (2)$$

[0171] 其中在实验重复上取得平均值<...>。我们发现,关联性随距离呈指数衰减,其中衰减长度为$\xi = 3.03(6)$个位点(参见图5d和SI)。

[0172] 图6示出了展示本公开内描述的方法还使得能够研究远离平衡态的多体系统的相干动力学的图形。图6A示出了示意性序列(顶部,示出Δ(t))涉及绝热准备并且然后突然猝灭至单原子共振。热图示出了9原子簇的单原子轨迹。在每个奇数阱位点在猝灭后坍塌时观察到初始(左边插图)晶体具有里德伯激发,并且在每个偶数位点构建时观察到具有激发的晶体(中间插图)。在之后的时间,初始晶体恢复(右边插图)。误差条表示68%CI。图6B示出了猝灭后的畴壁的密度。动力学在0.88μs的时间尺度上缓慢衰减。阴影区域表示平均值的

标准误差。顶部面板中的实线是键合尺寸D＝256的完全相干MPS模拟,从而考虑到测量保真度。图6C示出了非相互作用的二聚体的玩具(toy)模型。图6D示出了在从理想的25原子晶体开始的猝灭之后通过精确的对角化获得的动力学的数值计算。畴壁密度随时间610以及半链(13个原子)的纠缠熵620的增长而变。虚线仅考虑最近邻封锁约束。实线对应于完整的$1/r^6$相互作用势。

[0173] 如图6A所示,关注最初在Z_2有序相深处准备的里德伯晶体的猝灭动力学,失谐Δ(t)突然变为单原子共振Δ＝0。在这种猝灭之后,在初始晶体与互补晶体之间会出现多体状态的振荡,其中每个内部原子状态都被反转。这些振荡非常稳健,在几个周期内持续存在,其中频率在很大程度上与大型阵列的系统大小无关。这通过测量畴壁密度的动力学来确定,从而用信号表示晶态的出现和消失,如图6B针对9个(实心点)和51个原子(空心点)的阵列所示。与独立的非相互作用原子的拉比振荡周期相比,初始晶体的重复恢复周期要慢1.4倍。

[0174] 根据一个实施方案,若干重要特征由本公开中描述的技术产生。首先,Z_2有序状态无法以简单的热系综表征。更具体地,如果基于测量到的畴壁密度来估计有效温度,则对应的热系综预测关联长度ξth＝4.48(3),所述长度明显长于测量到的值ξ＝3.03(6)。至于畴壁的数量,这种差异还反映在不同的概率分布中(参见图5c)。这些观察结果表明,所述系统不会在Z_2状态准备的时间尺度内热化。

[0175] 其次,量子猝灭后结晶顺序的相干和持续振荡。对于猝灭的哈密顿量(Δ＝0),Z_2有序状态的能量密度对应于受里德伯封锁约束的流形内的无限温度系综的能量密度。同样,哈密顿量除总能量外没有任何明确的守恒量。尽管如此,振荡仍然远远超过了局部弛豫的自然时间尺度~$1/\Omega$以及最快的时间尺度$1/V_{i,i+1}$。

[0176] 为了理解这些观察结果,考虑简化的模型,其中忽略了远距离相互作用的影响,并且用对里德伯态的相邻激发的硬约束来代替最近邻相互作用。在此极限下,可以关于二聚化自旋来理解猝灭动力学的定性行为(如图6C所示);由于所述约束,每个二聚体形成具有三个状态|r,g>、|gg>和|gr>的有效自旋-1系统,其中谐振驱动器在接近实验观察到的周期2(2π/Ω)内“旋转”这三个状态。尽管这个定性图未考虑相邻二聚体之间的强相互作用(约束),但可以通过基于遵守所有里德伯封锁约束的矩阵乘积状态(MPS)考虑多体波函数的最小变分拟设进行扩展。通过使用时间相关变分原理,可以得出运动的解析方程,并且可以获得频率为Ω/1.51的结晶顺序振荡,所述频率在实验观察结果的10%以内。这些考虑可以由各种数值模拟来支持。例如,具有大键合尺寸的MPS模拟预测简化的模型在长时间内表现出晶体振荡,而纠缠熵以远小于Ω的速率增长,从而表明振荡会持续许多个周期(图6D)。然而,添加远距离相互作用会导致振荡更快衰减,其中时间尺度由$1/V_{i,i+2}$确定,这与实验观察结果一致,而纠缠熵也在此时间尺度上增长。

[0177] 因此,晶体振荡的衰减受较弱的下一个最近邻相互作用影响限制。这种缓慢的热化是相当出乎意料的,因为我们的哈密顿量(经过或不经过远距离校正)与任何已知的可积分系统相距甚远,并且特征在于没有强无序性也没有明显守恒量。相反,观察结果可能与由于里德伯封锁而导致的约束动力学相关联,从而导致时间尺度$V_{i,i+1}>>\Omega V_{i,i+2}$的较大分离。这些产生了所谓的约束二聚体模型,其中希尔伯特空间维度由黄金比例$(1+5)^N/2^N$和非平凡动力学确定。

[0178] 根据一个实施方案,可以使用被捕获在阵列中的原子之间的初始间距以便对问题(诸如由量子力学控制的一个问题)进行编码。在系统的绝热演化之后,然后可以观察原子以确定问题的解决方案。演化之后原子的状态可以指示所述问题的解决方案。

[0179] 章节5.B:实例-使用量子计算机解决最大独立集优化问题

[0180] 上文描述的用于排列和控制单独捕获的中性原子及其里德伯相互作用的方法和系统可以用于解决各种不同类型的问题。例如,如下所述,根据一些实施方案,上述的系统和方法可以用于基于量子绝热原理来解决最大独立集(MIS)优化问题。单独使用数值技术解决MIS优化问题具有挑战性,但是可以使用量子计算技术轻松地解决。因此,用于量子计算的上述系统和方法非常适用于找到针对下述MIS优化问题的解决方案。

[0181] 绝热量子计算是解决组合优化问题的新通用方法。它由构造一组量子位和设计时间相关哈密顿量H(t)组成,所述哈密顿量的起始点H(0)具有可以容易准备的基态并且终点H(T)具有其本征态对优化问题的解决方案进行编码的这种形式。名称“绝热”源于以下事实:如果H(t)足够慢地变化,则系统在所有时间t将主要处于瞬时哈密顿量H(t)的基态,使得在最后的时间t=T处,发现系统处于H(T)的基态,从中可以找到优化问题的解决方案。根据一些实施方案,如果哈密顿量没有足够慢地变化以用于完全绝热演化,则由时间相关哈密顿量引起的动力学可以将有限能量注入系统中。只要将优化问题的成本函数正确地编码在最终的哈密顿量中,并且演化足够缓慢以至于注入的能量较低,那么测量系统的最终状态就会为优化问题提供良好的近似解决方案。这种量子绝热优化(或近似)的工作原理与用于找到(或近似)优化问题的解决方案的已知经典算法根本不同,并且因此可能导致量子加速(即,使用量子计算机更快地执行计算)。

[0182] 最大独立集问题(如下文更详细讨论)是图论中的经典组合优化问题。任务是从图中选择顶点的子集,使得它们都不相邻。在一些实施方案中,挑战是找到具有最大数量的顶点的这种子集。在复杂性理论中,这是经过充分研究的问题,并且已知为要接近的NP难。当表述为决策问题时,它是NP完全(即,既属于NP(不确定性多项式时间)问题又属于NP难问题(至少与NP问题一样困难的问题)问题)。

[0183] 根据一些实施方案,存在最大独立集问题的不同变型。本文讨论的实施方案集中于其中图的类别可以被限制到需要最大独立集问题的优化的圆盘图的问题。单位圆盘图是几何相交图(即,表示一系列集合的相交模式的图)的特殊情况,其中仅将位于一定距离内的顶点视为相邻。这种相交图的优化问题在各种应用中都起着重要作用,包括但不限于广播网络设计、地图标记以及确定设施的最佳位置所引发的问题。单位圆图上的最大独立集问题是NP完全。尽管存在多项式时间近似算法,但尚未实现达到良好近似比的快速算法。

[0184] 如下文更详细地讨论,包括单独捕获的原子的设置可以用于实现量子算法,以解决单位圆盘图上的最大独立集问题。

[0185] 如本文所述,最大独立集问题可以包括具有一组顶点V和边缘E的无向图G=(V,E)。独立集是顶点的子集$S \subseteq VS \subseteq V$,使得S中没有两个顶点通过边缘连接。对于独立集的实例,参见图11A至图11B。图11A示出了具有被标记为空圆圈和黑色圆圈的组合的不同独立集的图的两个实例。在右侧描绘了每种情况下的最大独立集。换句话说,最大独立集是最大的独立集,即,具有最大数量的顶点的独立集。应当注意:还存在最大独立集的概念,即,在使其不独立的情况下人们无法向其添加任何其他顶点的独立集。最大独立集是最大独立集中

的最大者。

[0186] 最大独立集问题的泛化是最大权重独立集问题。根据一些实施方案,可以使用具有相关联的权重W和边缘E的一组顶点V来考虑无向加权图G＝(V,W,E)。最大权重独立集是权重最大的独立集。可以将最大独立集问题表述为决策问题:“给定图G,是否存在大小为k的独立集?”。这个决策问题是NP完全。它也可表述为优化问题:“给定图G,找到最大大小k的独立集”。甚至近似优化都是NP难(k的近似,在常数因子内)。找到最大独立集等同于找到最小顶点覆盖:这是双重问题。这些原理扩展到最大权重独立集问题。

[0187] 如果只有在欧几里得空间中的单位距离R内的顶点通过边缘进行连接,则图可以称为单位圆盘图。图12示出了单位圆盘图的实例。如图2所示,比距离R更近的每对顶点1210通过边缘1220进行连接。这等同于在每个顶点周围绘制半径为R/2的圆盘1230,并且如果两个圆盘重叠,则将它们连接。应当注意,找到单位圆盘图的最大独立集仍是NP完全。

[0188] 根据一些实施方案,可以排列原子阵列以便解决诸如由单位圆盘图所呈现的那些问题。根据一些实施方案,可以使用里德伯原子,其中里德伯实现方式R起到与圆盘1230相对应的封锁半径的作用。下文更详细地讨论此类实现方式。

[0189] 鉴于图,可以从经典哈密顿量的基态中找到最大独立集。为此,可将经典的伊辛变量分配给每个顶点$n_v \in \{0,1\}$。哈密顿量如下所示

[0190] $$H = \sum_{v \in V} -\Delta n_v + \sum_{(u,w) \in E} U_{u,w} n_u n_w \qquad (5)$$

[0191] 其中$U_{u,w} > \Delta > 0$。使H最小化的配置$\{n_v\}$对最大独立集进行编码:在基态下具有$n_v = 1$的所有顶点形成最大独立集。应当注意,$U_{n,m}$的值并不重要,只要它大于Δ即可。

[0192] 此外应当注意,(对$U_{n,m} >>> \Delta$)最低能级状态对不同的独立集进行编码,并且进一步注意,对应的能量与独立集k的大小直接相关,如E＝-kΔE＝-kΔ。

[0193] 为了设计用于MIS的量子绝热算法,可以将哈密顿量提升到算子水平,包括添加将伊辛自旋的不同配置耦合的项。例如,哈密顿量可以写为

[0194] $$\hat{H}(t) = \sum_{v \in V} (-\Delta(t)\hat{n}_v + \Omega(t)\hat{\sigma}_v^x) + \sum_{(u,w) \in E} U_{u,w} \hat{n}_u \hat{n}_w \qquad (6)$$

[0195] 代替经典的伊辛自旋,现在存在具有状态|0>|0>和|1>|1>的量子位,使得 $\hat{n}|x\rangle = x|x\rangle$ $\hat{n}|x\rangle = x|x\rangle$ 、(x∈{0,1})(x∈{0,1})并且σ^x＝|0><1|+|1><0| σ^x＝|0><1|+|1><0|。因此,可以通过在时间t＝|0>中的0t＝|0>中的0时初始化所有的量子位并且然后在时间相关哈密顿量H(t)下使系统演化时间T来获得绝热算法,其中选择参数使得Δ(0)<0,Δ(T)>0,Ω(0)＝Ω(T)＝0Δ(0)<0,Δ(T)>0,Ω(0)＝Ω(T)＝0和Ω(0<t<T)>0 Ω(0<t<T)>0作为特定实例,考虑 $\Delta(t) = (2t/T - 1)\tilde{\Delta}$ $\Delta(t) = (2t/T - 1)\tilde{\Delta}$,其中 $\tilde{\Delta} > 0$, $\Omega(t) = \tilde{\Omega}\sin^2(\pi t/T)\tilde{\Delta} > 0$, $\Omega(t) = \tilde{\Omega}\sin^2(\pi t/T)$。应当注意,通过使每个顶点的参数Δ(t)不同,这立即泛化到最大权重独立集问题。

[0196] 根据一些实施方案,以上更详细描述的排列和操纵单个原子的系统和方法可以用于编码和演化这种问题。例如,如上文更详细讨论的一组单独定位的光镊可以用于各自捕获具有基态|0>|0>和里德伯态|1>|1>的单个原子。原子可以用将基态耦合到里德伯状态的拉比频率Ω(t)Ω(t)相干地驱动。驱动场的频率可以时间相关地变化,从而引起时间相关

失谐Δ(t)。这种驱动可以是全局的,或者替代地每个原子可以在特定的时间用特定的场单独驱动。如果两个原子u和v处于里德伯态,则它们相互作用,从而使这种构型的能量移位量$W_{u,v}$,所述量取决于两个阱位置之间的几何距离 $d_{u,v}=|\vec{x}_u-\vec{x}_v|$ $d_{u,v}=|\vec{x}_u-\vec{x}_v|$,例如 $W_{u,v}=C/d_{u,v}^6 W_{u,v}=C/d_{u,v}^6$。因此,描述了被捕获的原子的这个阵列的动力学的哈密顿量是:

[0197] $$\hat{H}(t)=\sum_{v\in V}(-\Delta(t)\hat{n}_v+\Omega(t)\hat{\sigma}_v^x)+\sum_{u,w\in V}W_{u,w}\hat{n}_u\hat{n}_w \qquad (7)$$

[0198] 对于被捕获的紧密靠近的两个原子,同时处于里德伯态在能量上极其昂贵。

[0199] 由于单位圆盘图具有几何解释,因此可以根据单位圆盘图中的顶点的排列来排列阱。选择长度单位使得里德伯封锁半径对应于图中的单位距离,也就是说,使得

[0200] $W_{u,v}>\Delta(T)$,条件是$d_{u,v}<R$ (8)

[0201] $W_{u,v}<\Delta(T)$,条件是$d_{u,v}>R$ (9)

[0202] 在实验上可以通过缓慢改变参数Ω(t) Ω(t)和Δ(t) Δ(t)并且最后测量哪些原子处于里德伯态来实施量子优化算法。如果演化足够慢,这将是最大独立集。如果演化不是完全绝热的,但是注入的能量较低,则最终状态通常将是“独立集合状态”的叠加,也就是说,如果原子不在封锁半径内则是处于里德伯态的原子的构型。时间T越大,协议可以实现的近似比将越好。

[0203] 上述对MIS问题进行编码的方法忽略了小于封锁相互作用的相互作用。如果包括长尾相互作用,则可以选择阱的几何排列,使得所有阱v被定义为 $0<\Delta+\delta_v<W_{v,w}\ \ \forall w|(v,w)\in E,$ 其中 $\delta_v=\sum_{u|(u,v)\notin E}W_{v,u}$ $0<\Delta+\delta_v<W_{v,w}\ \ \forall w|(v,w)\in E,$ 其中 $\delta_v=\sum_{u|(u,v)\notin E}W_{v,u}$ 是对于在顶点v的处于里德伯态的原子由于封锁半径之外的相互作用而可以出现的最大可能能量转移。因此只要$\delta_v\delta_v$很小(即,可以忽略封锁半径范围之外的原子之间的相互作用),量子算法就给出(或近似)最大独立集问题的解决方案。

[0204] 图13A示出了单位圆盘图的实例并且指示最大独立集。如图13A所示,单位圆盘图具有25个顶点(小圆圈1310)并且顶点密度为2.7。较大圆圈1330的中心处的顶点1320由最大独立集(存在多于一个)组成。较大圆圈1330指示封锁半径。图13B示出了当量子算法运行了时间T时找到大小k的独立集的概率分布。时间T越长,所述算法暴露较大(或者甚至最大)独立集的概率越高。在哈密顿量为2且时间为T的情况下的演化之后,通过绝热算法来找到独立集的大小的概率分布。在此,单位使得$\tilde{\Delta}=7.5\tilde{\Delta}=7.5$并且$\tilde{\Omega}=1\tilde{\Omega}=1$。已针对时间T~5,找到全局最优值的概率很大。

[0205] 本公开中描述的技术还可以包括许多变型或应用。例如,可以通过增加中间态失谐以进一步抑制自发发射并且通过拉曼边带将原子运动冷却至基态以消除残留的多普勒频移来改善原子的相干特性。可以使用与捕获光相关联的光偏移来实现绕z轴的单独量子位旋转,而第二AOD可以用于绕其他方向的相干旋转的单独控制。通过将量子位编码成电子基态的超精细子能级并且使用状态选择里德伯激发可以进一步提高相干性和可控性。可以实施实现二维(2d)来形成数以千计的阱。可以通过直接使用2d-AOD或者通过形成阱的静态2d晶格并且使用独立的AOD对原子进行排序来实现此类2d构型。

[0206] 应当理解,所公开的主题的应用不限于在以下描述中阐述或者在附图中展示的构

造细节和部件布置。所公开的主题能够具有其他实施方案并且能够以各种方式实践和实施。另外,应当理解,本文采用的措辞和术语是为了描述的目的,并且不应被视为限制。

[0207] 因此,本领域技术人员将理解,本公开所基于的概念可以容易用作用于设计用于实施所公开的主题的多个目的的其他结构、方法和系统的基础。因此,重要的是,在不背离所公开的主题的精神和范围的前提下,权利要求应被视为包括此类等效构造。

[0208] 虽然已在前述示例性实施方案中描述和展示了所公开的主题,但是应当理解,仅通过实例实现本公开,并且在不脱离仅由所附权利要求限制的所公开主题的精神和范围的情况下,可以对所公开的主题的实现方式的细节进行许多变化。

[0209] 可以例如通过使用用于与网络、计算机系统或计算机化电子设备一起使用的计算机程序产品来控制本文公开的技术和系统,诸如特定的AOD或激光系统。这种实现方式可以包括一系列计算机指令或逻辑,所述计算机指令或逻辑固定在有形介质上,诸如计算机可读介质(例如磁盘、CD-ROM、ROM、快闪存储器或者其他存储器或固定磁盘),或者经由调制解调器或其他接口设备(诸如通过介质连接到网络的通信适配器)可传输到网络、计算机系统或设备。

[0210] 所述介质可以是有形介质(例如,光或模拟通信线路)或者以无线技术(例如,Wi-Fi、蜂窝、微波、红外或其他传输技术)实现的介质。所述一系列计算机指令体现了本文关于系统所描述的功能的至少一部分。本领域的技术人员应当了解,可以用多个编程语言编写此类计算机指令,以与许多计算机架构或操作系统一起使用。

[0211] 此外,这种指令可以存储在诸如半导体、磁性、光学或其他存储器设备的任何有形存储器设备中,并且可以使用诸如光学、红外、微波或其他传输技术的任何通信技术来传输。

[0212] 期望的是,这种计算机程序产品可以被分发作为附有打印文档或电子文档(例如,压缩打包软件)的可移除介质,通过计算机系统预装(例如预装在系统ROM或固定磁盘上),或者通过网络(例如,互联网或万维网)从服务器或电子公告板进行分发。当然,本发明的一些实施方案可以被实现为软件(例如,计算机程序产品)和硬件两者的组合。本发明的其他实施方案被实现为完全硬件或完全软件(例如计算机程序产品)。

[0213] 在前面的描述中,某些步骤或过程可以在特定服务器上执行或作为特定引擎的一部分执行。这些描述仅是说明性的,因为特定步骤可以在各种硬件设备上执行,包括但不限于服务器系统和/或移动设备。可替代地或此外,本文描述的任何或所有步骤可以在物理服务器本身上运行的虚拟机上执行。类似地,执行特定步骤的专区可以变化,应当理解,任何专区或不同的专区都不在本发明的范围内。此外,用于描述计算机系统处理的“模块”和/或其他术语的用途旨在是可互换的,并且表示可以在其中执行功能的逻辑或电路。

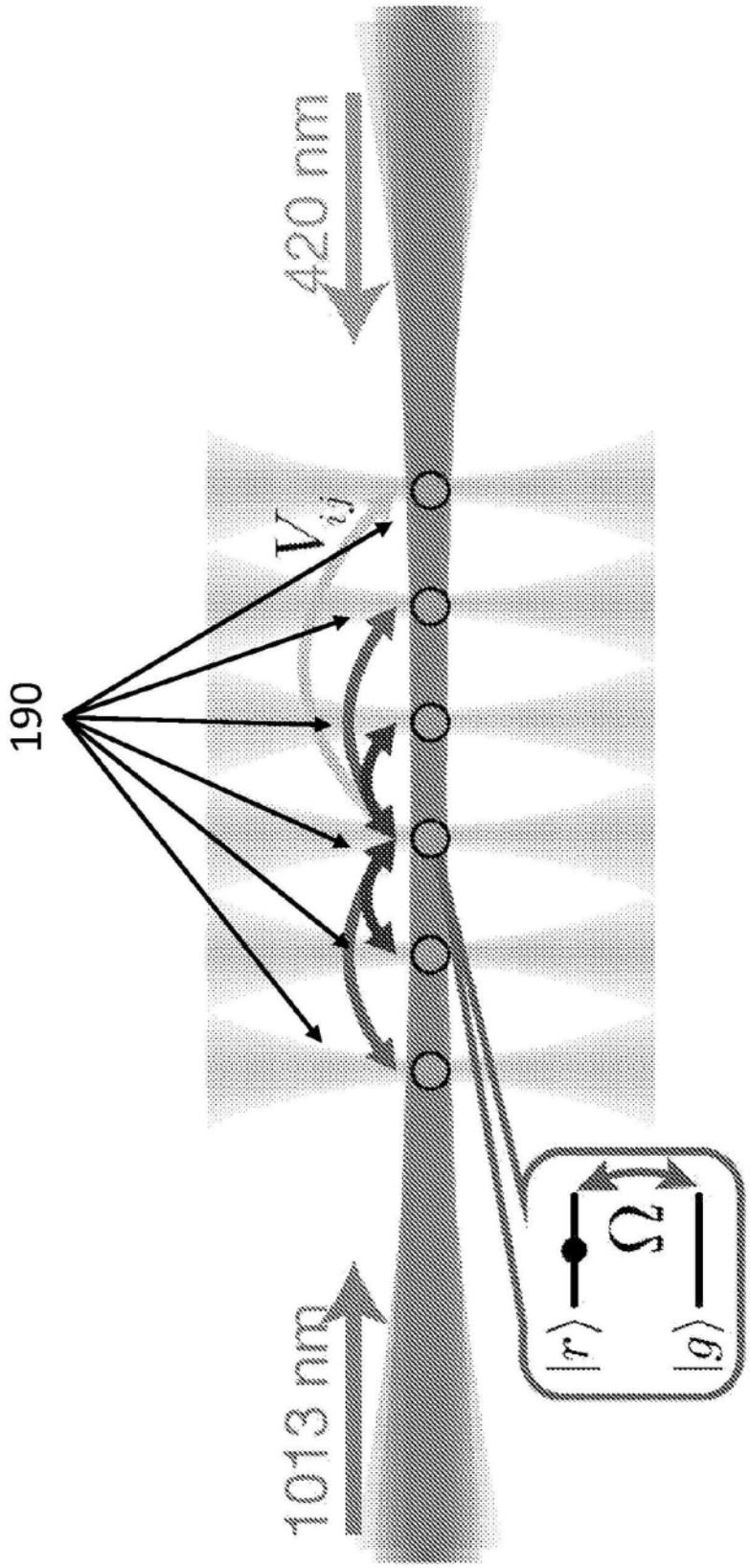


图1A

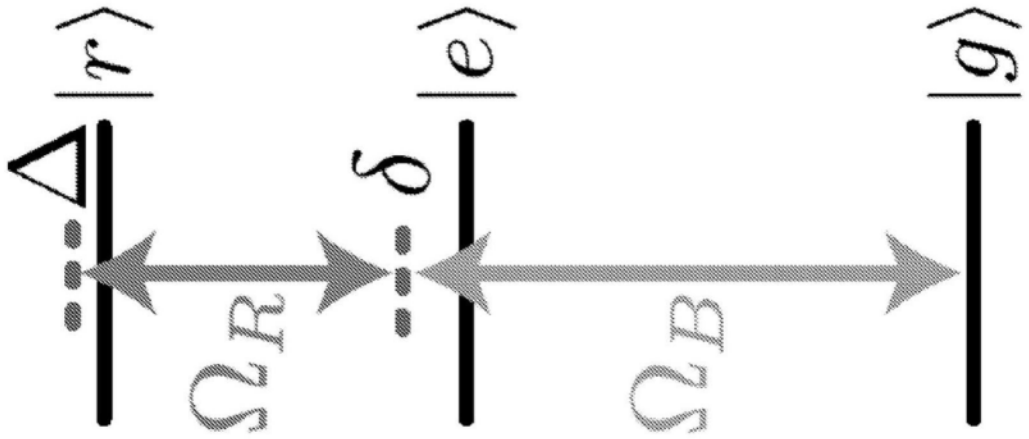


图1B

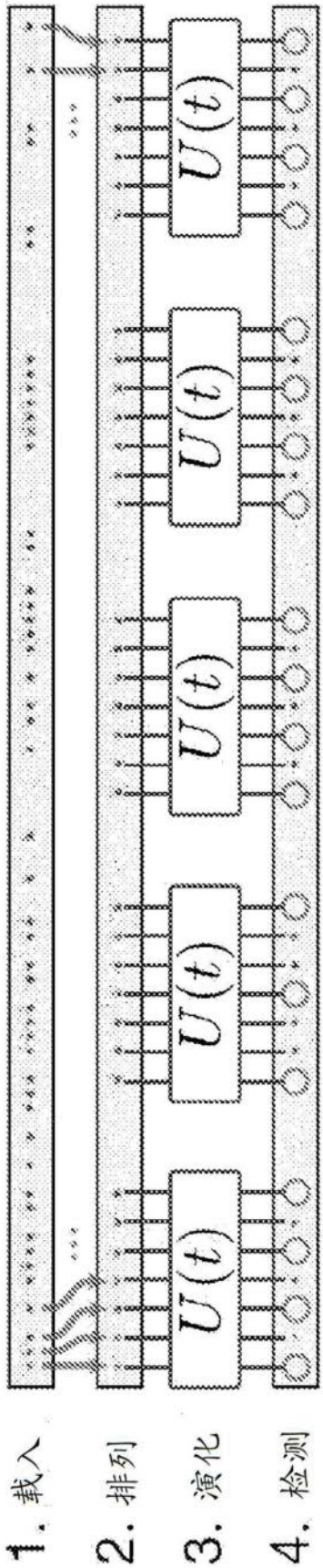


图1C

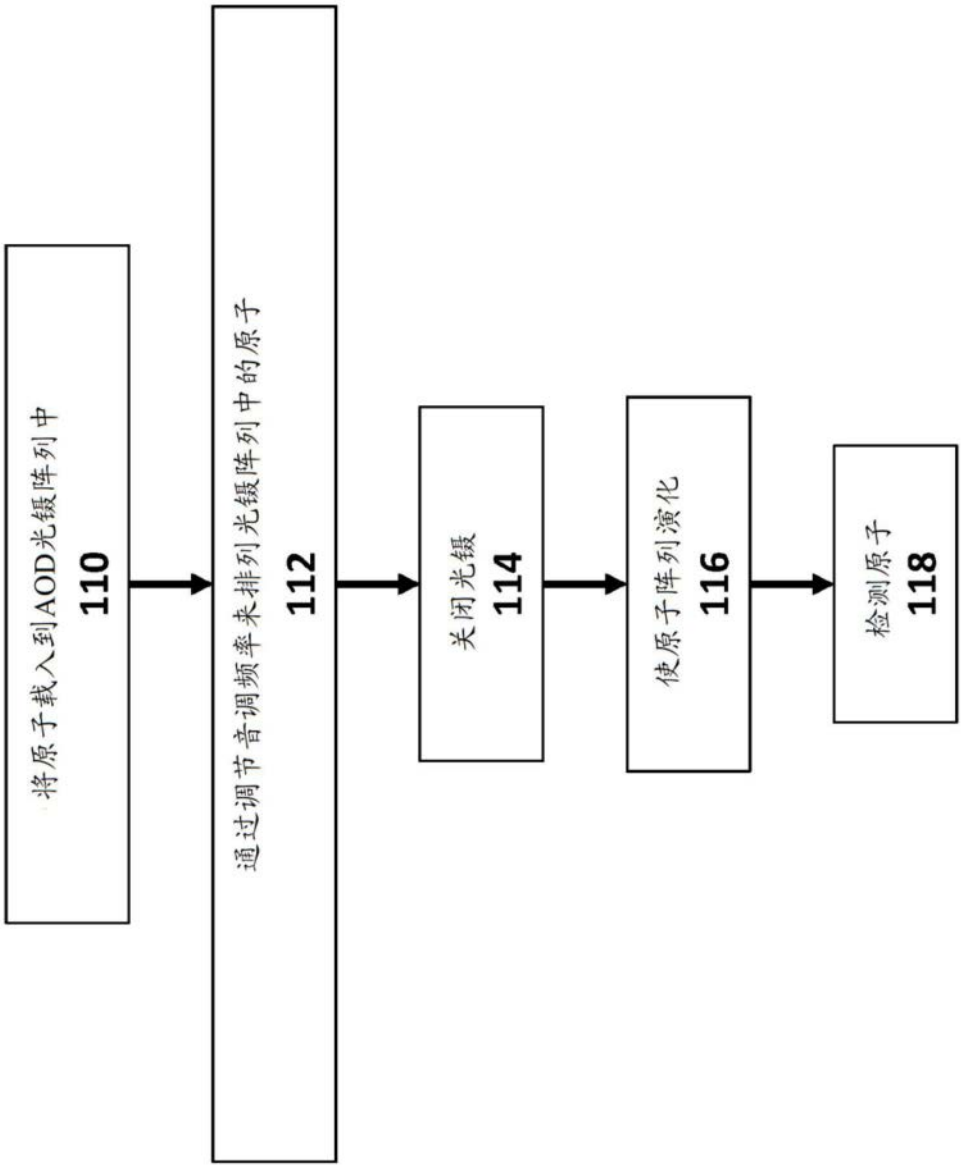

将原子载入到AOD光镊阵列中
110
通过调节音调频率来排列光镊阵列中的原子
112
关闭光镊
114
使原子阵列演化
116
检测原子
118

图1D

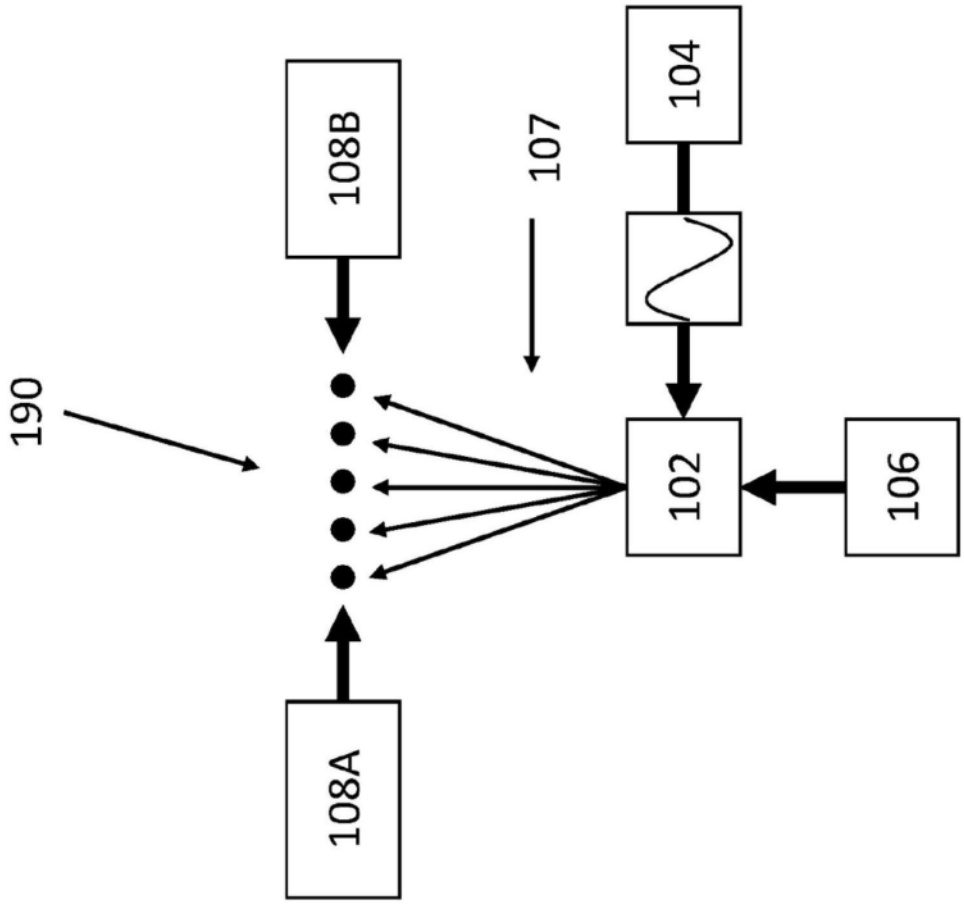


图1E

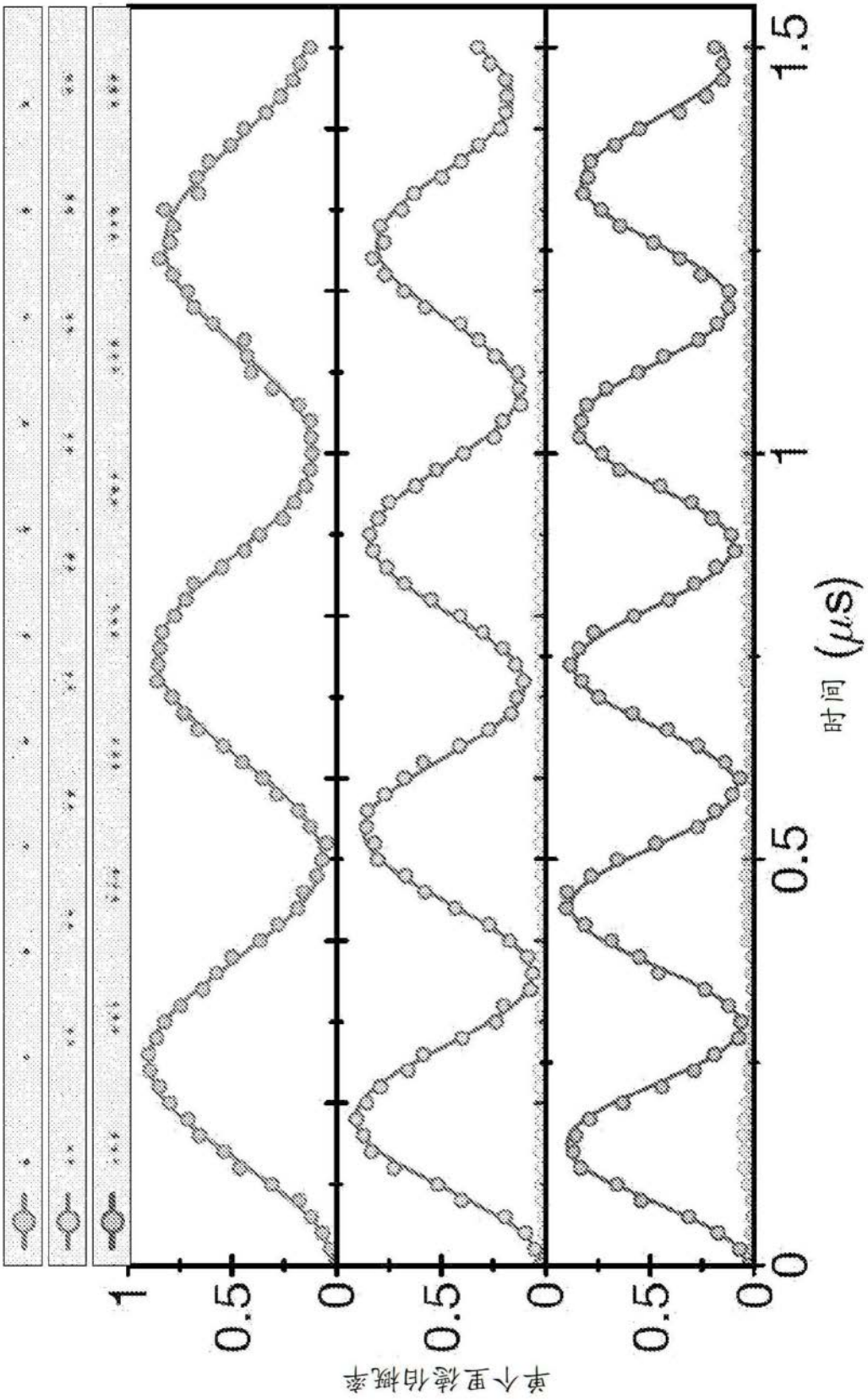


图1F

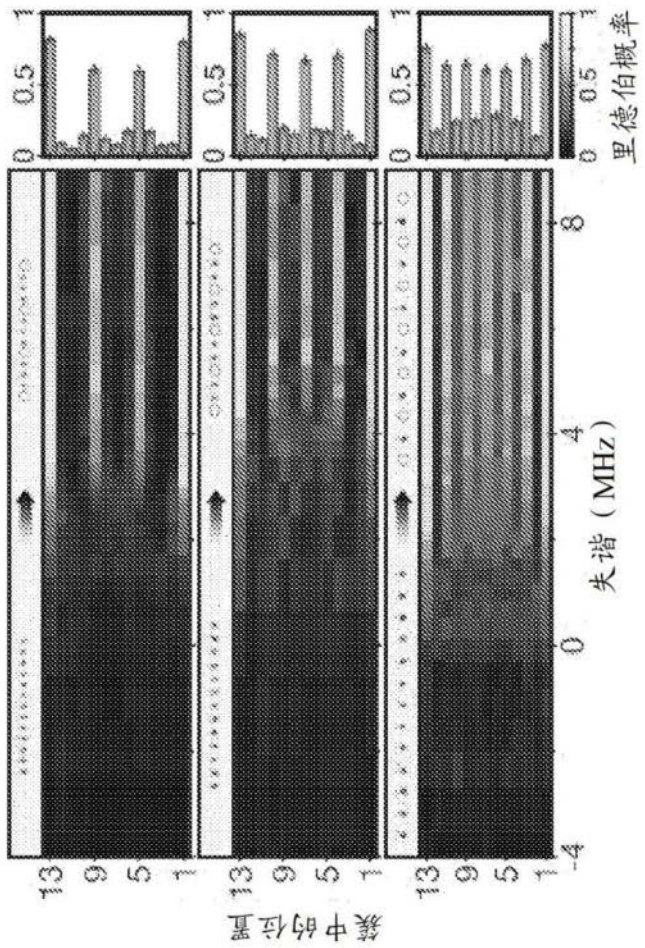

簇中的位置
13
9
5
1
-4
0
4
8
失谐（MHz）
0
0.5
1
里德伯概率

图 2B

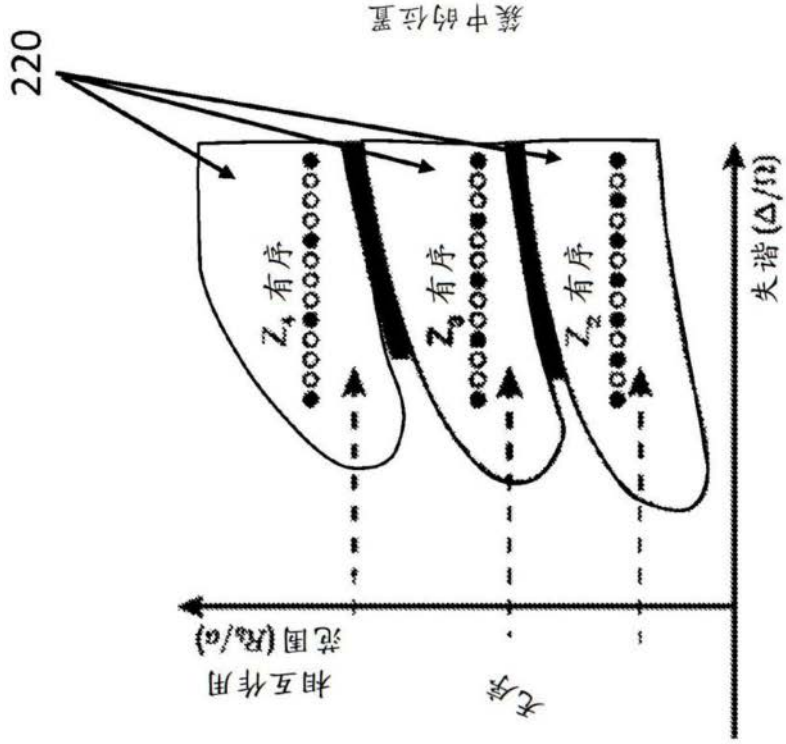

220
Z_4 有序
Z_3 有序
Z_2 有序
失谐(Δ/Ω)
相互作用范围(R_b/a)
无序

图 2A

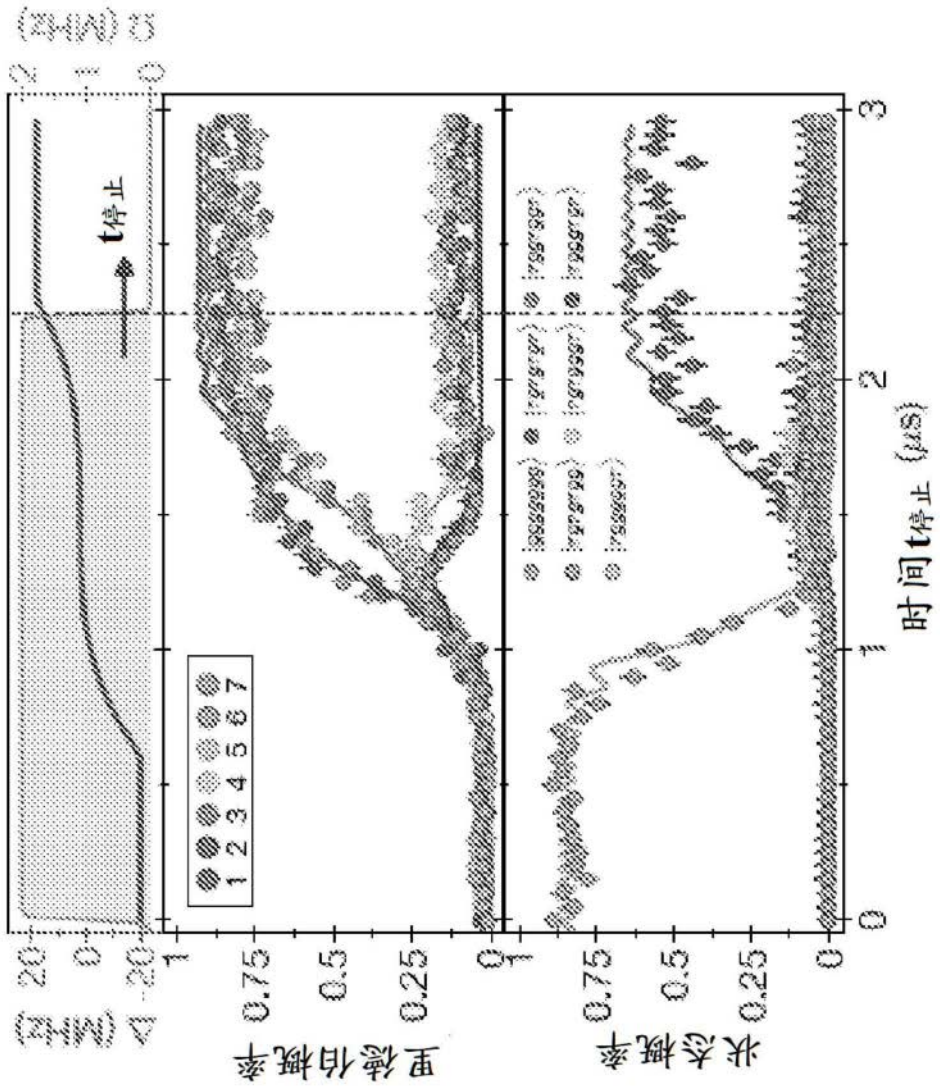


图 3A

图 3B

图 3C

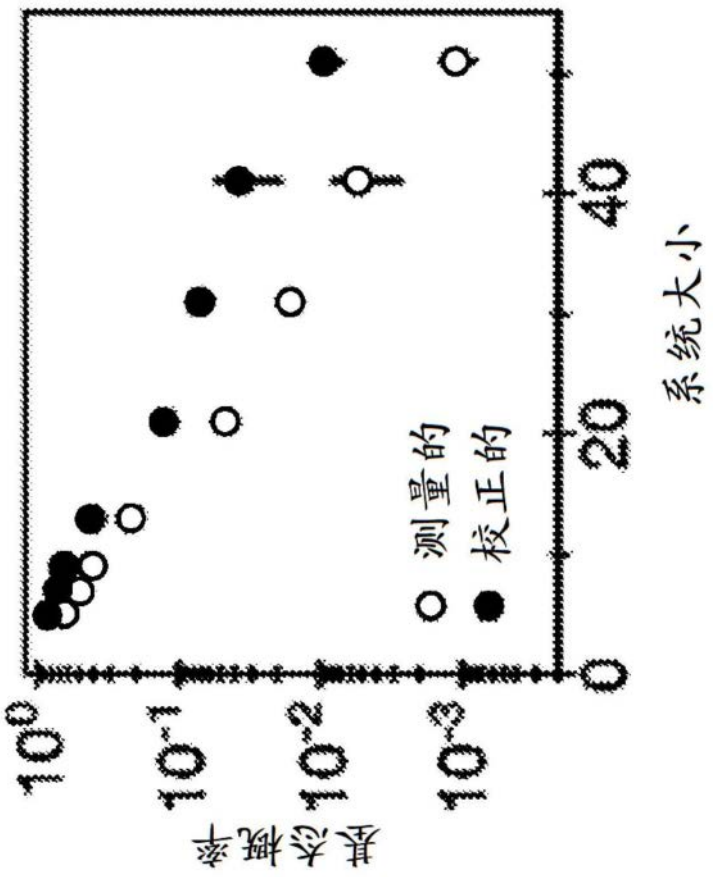


图4A

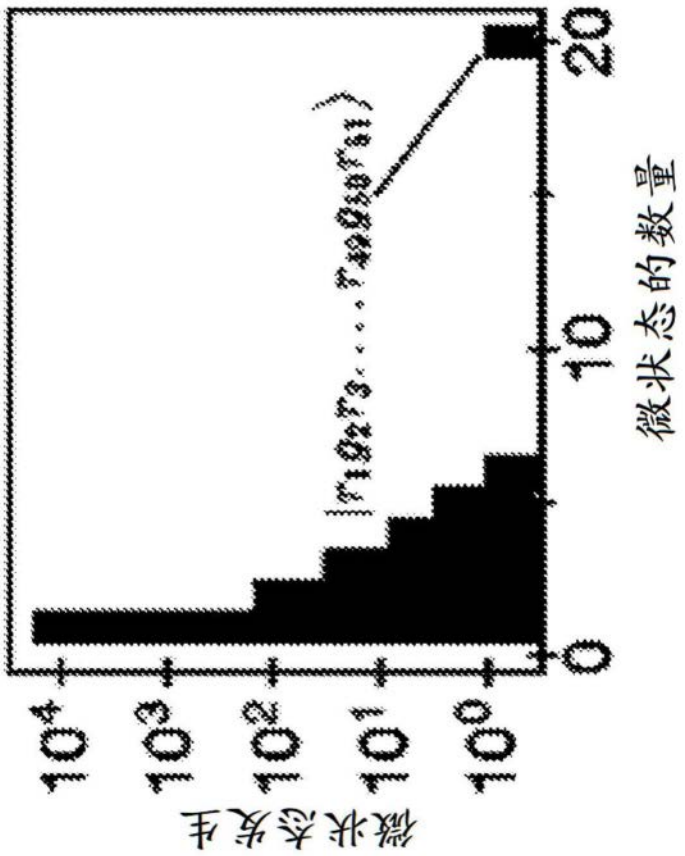


图4B

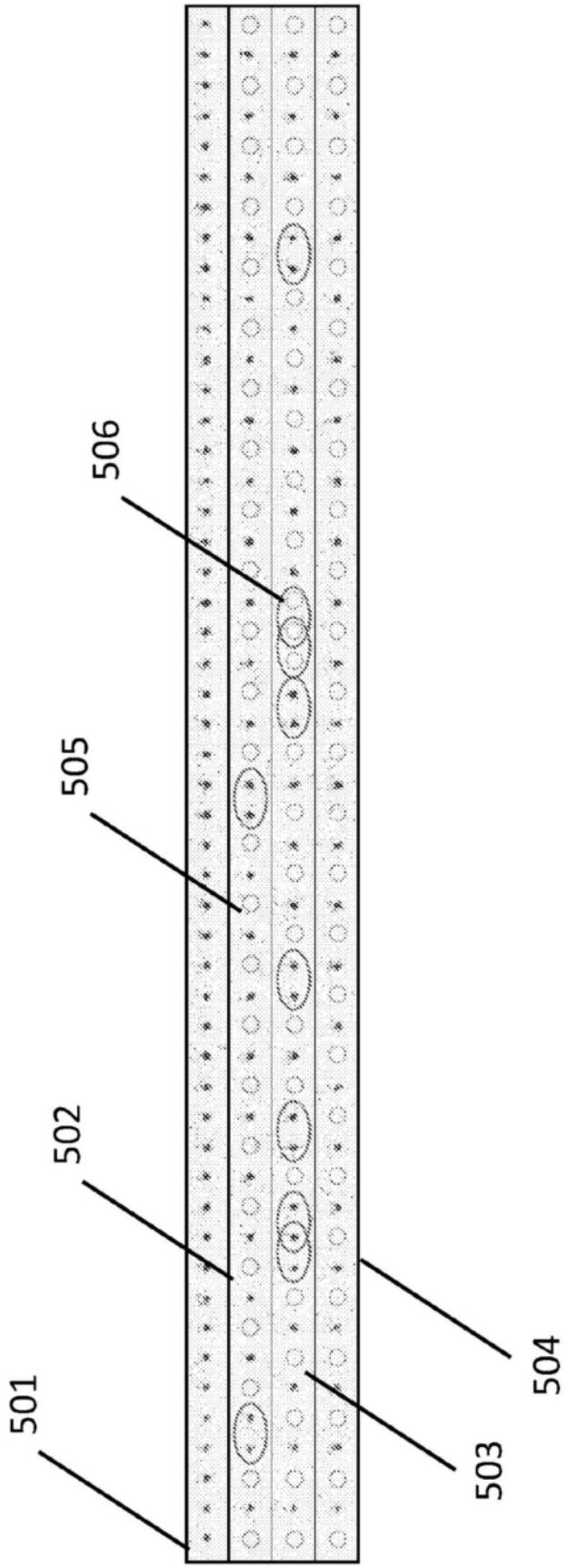


图5A

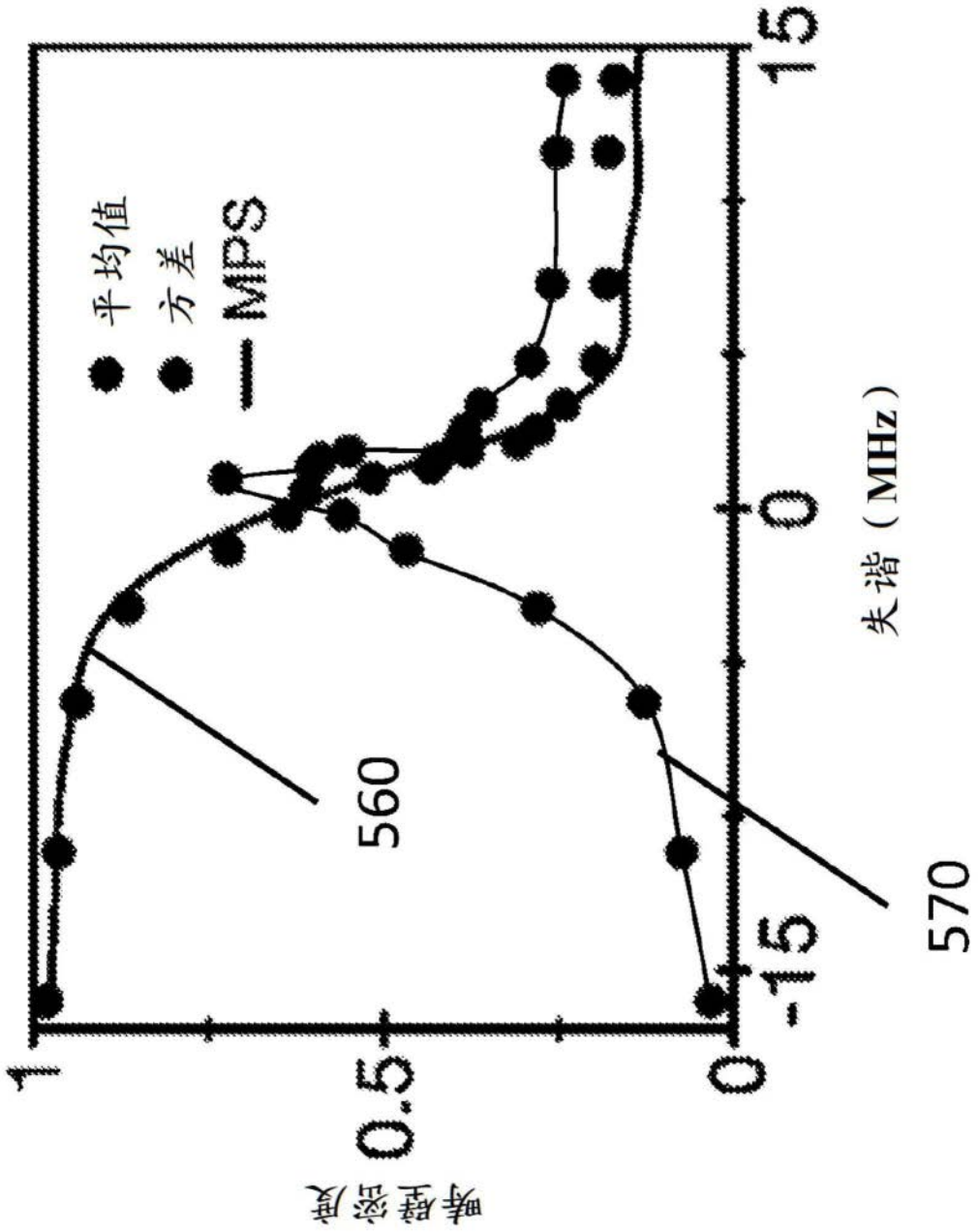


图5B

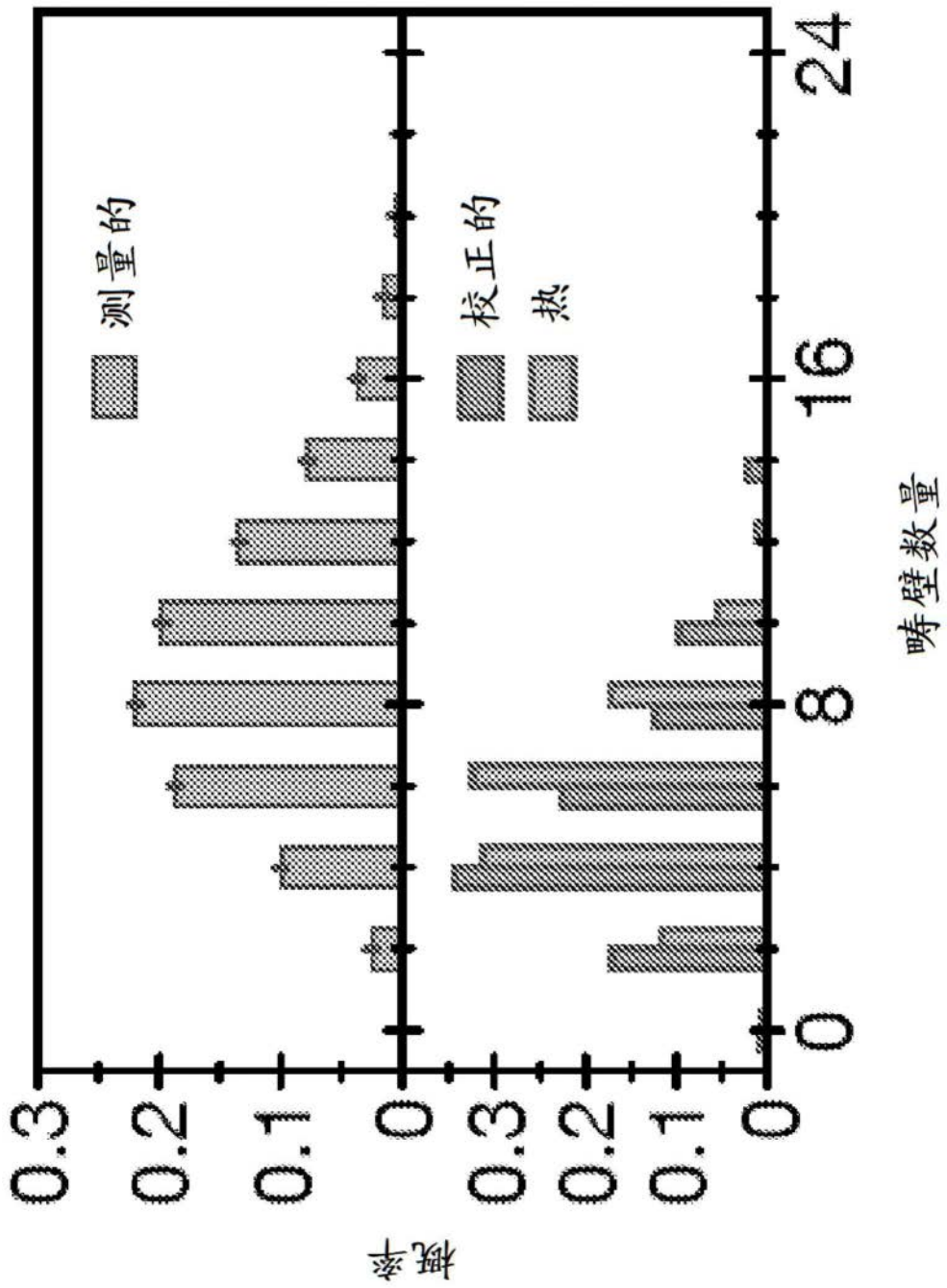


图5C

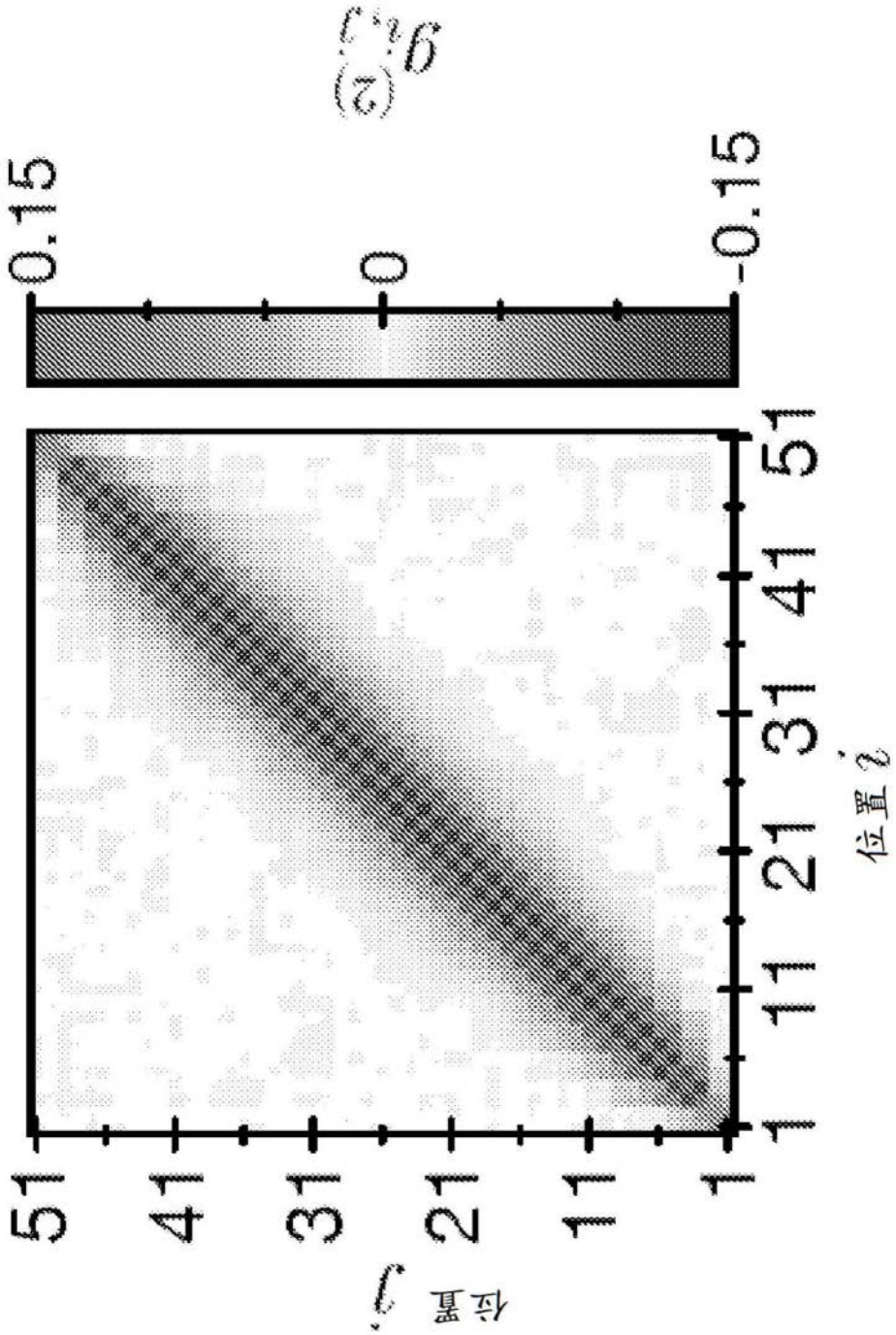


图5D

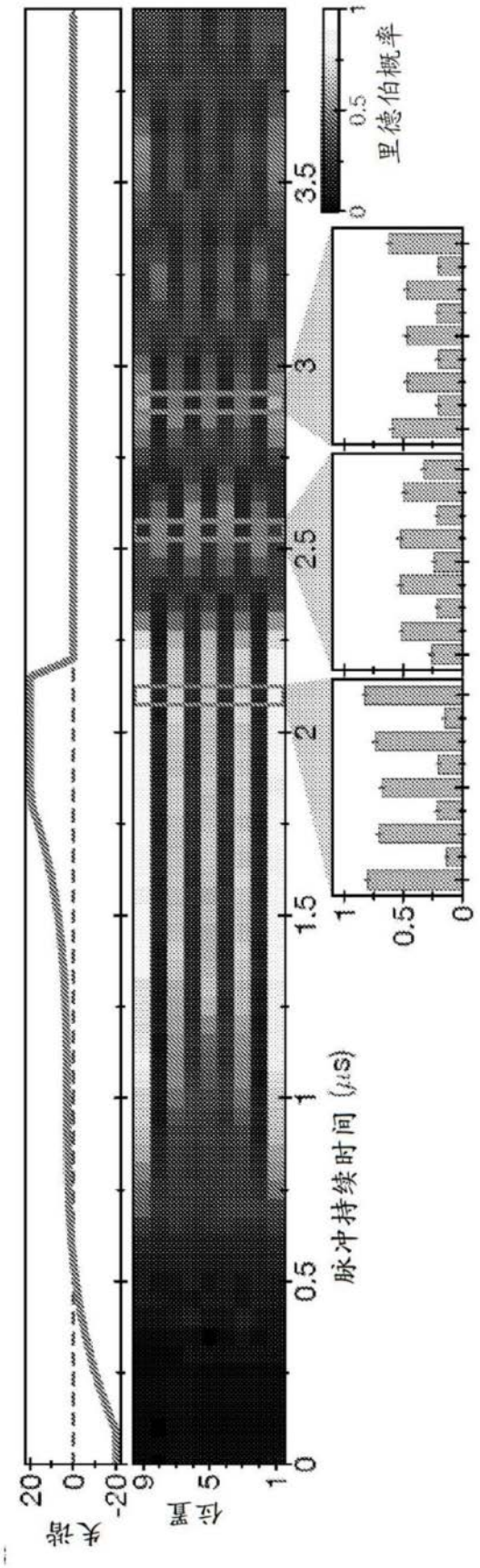


图6A

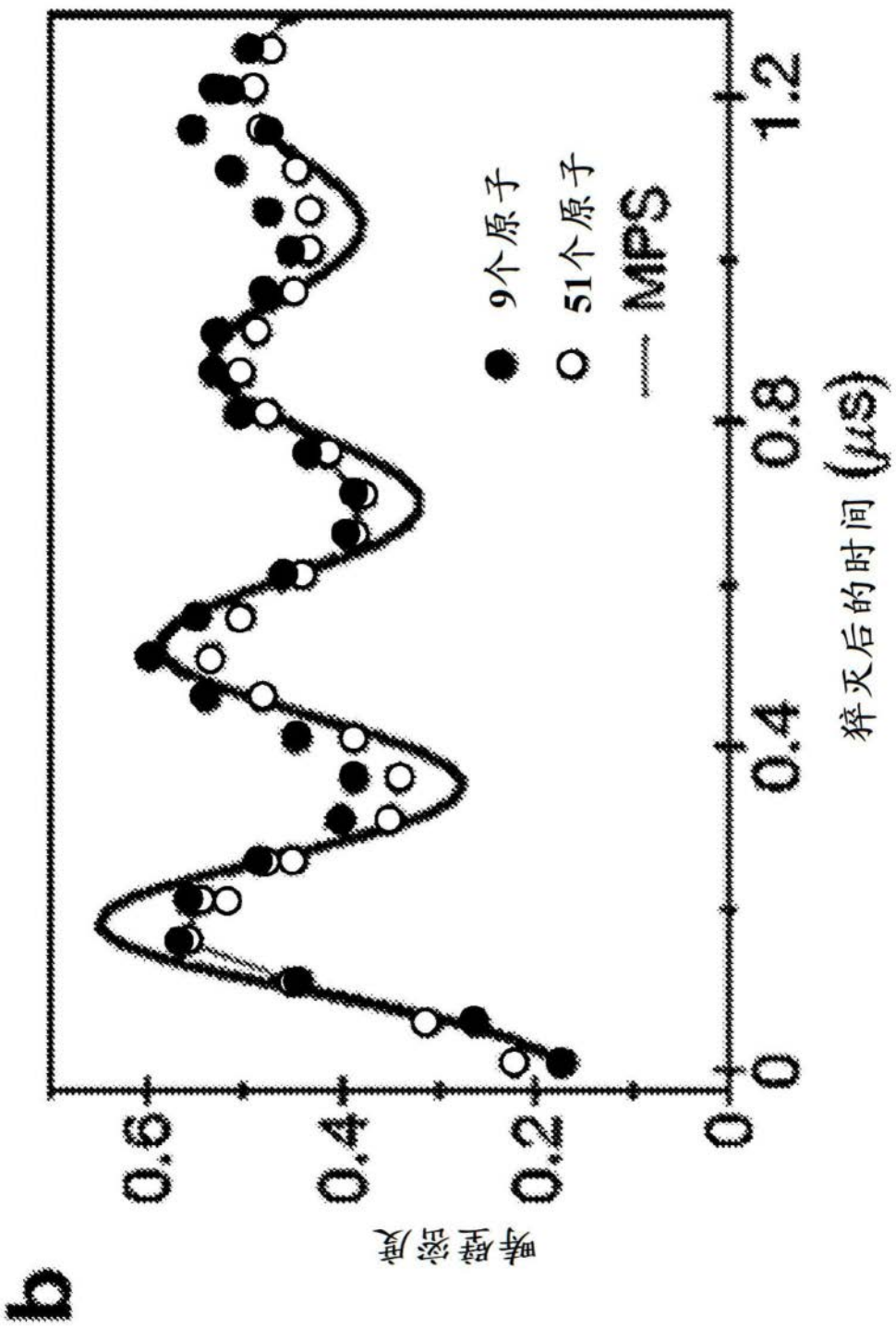


图6B

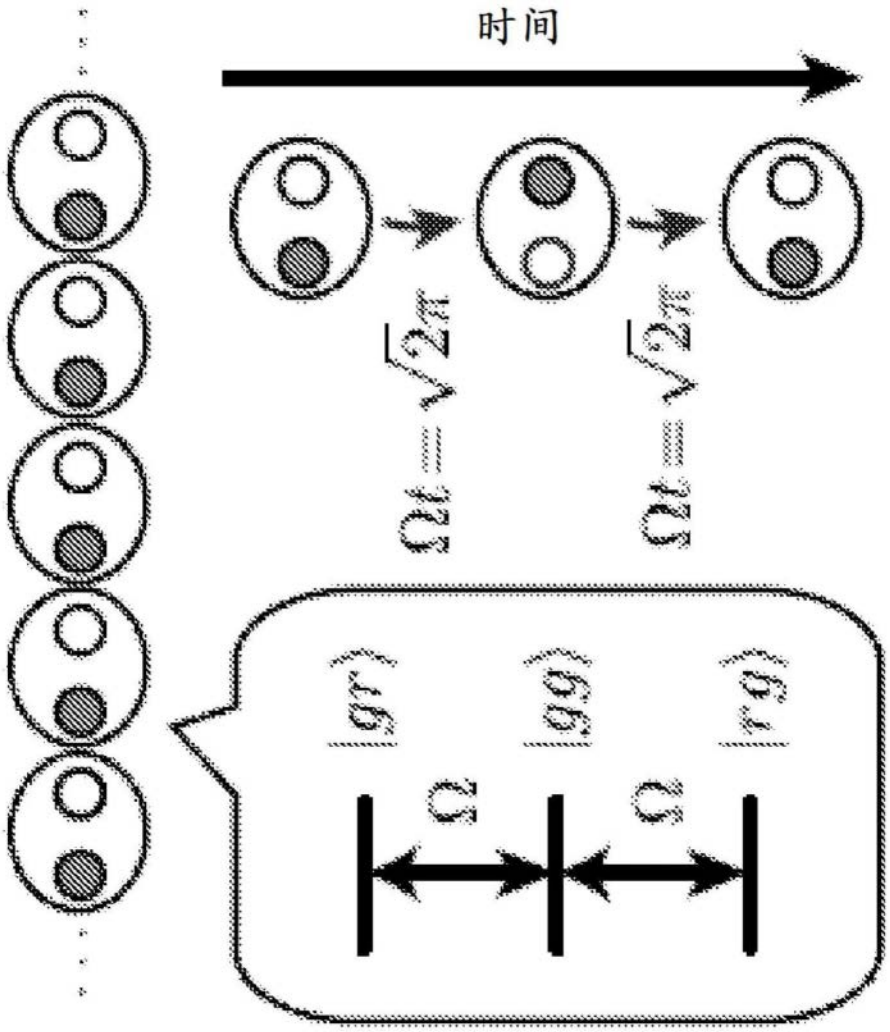


图6C

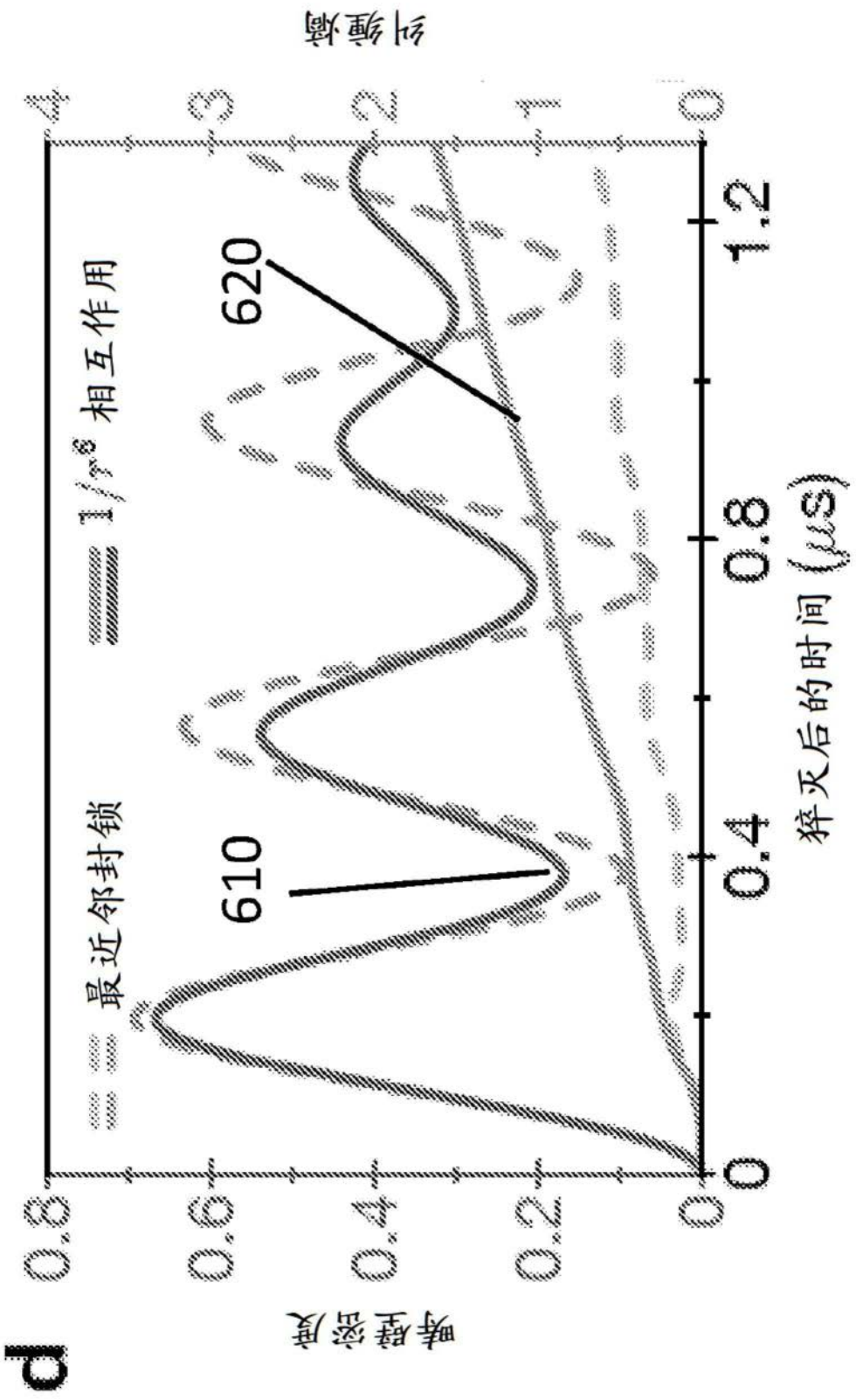

d
纠缠熵
0
1
2
3
4
畴壁密度
0
0.2
0.4
0.6
0.8
最近邻封锁
$1/r^6$ 相互作用
610
620
0
0.4
0.8
1.2
猝灭后的时间 (μs)

图6D

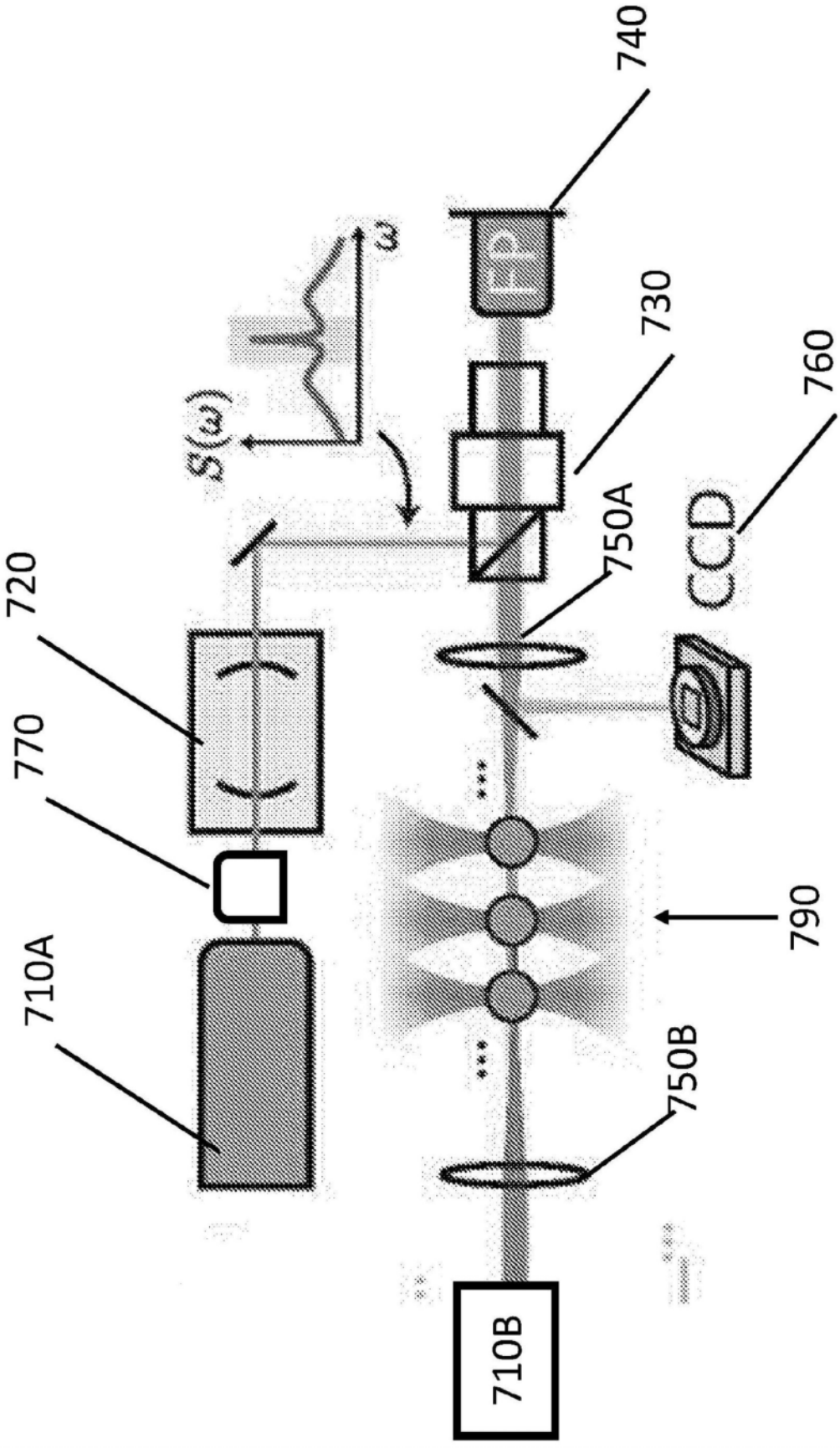


图7A

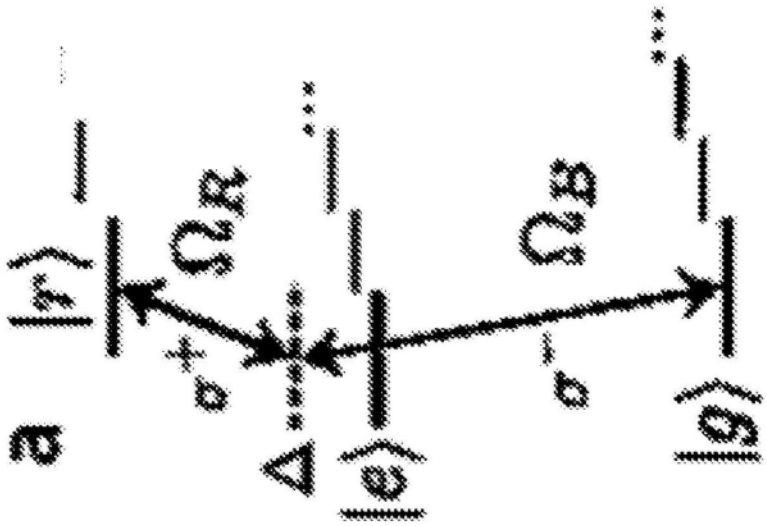


图7B

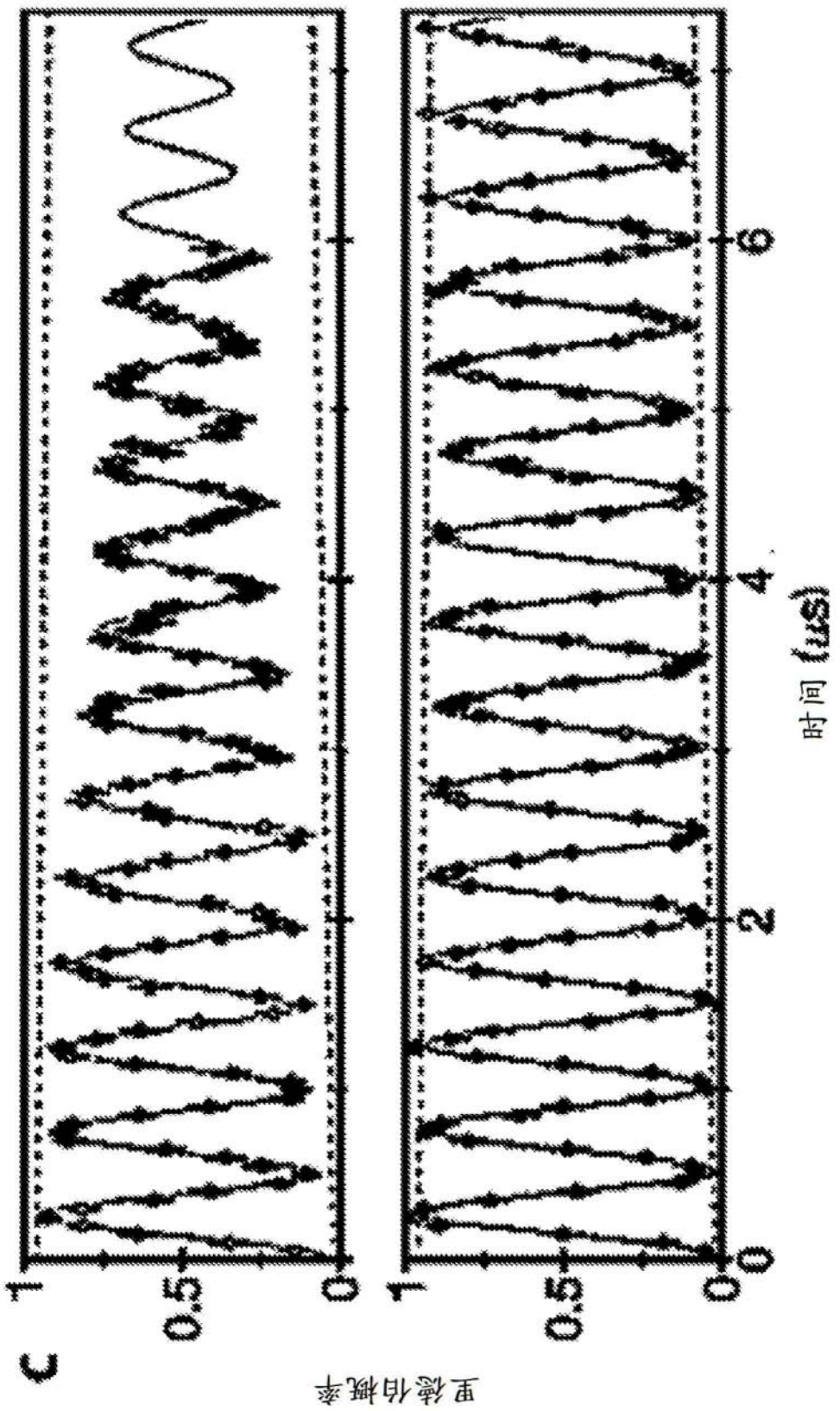


图7C

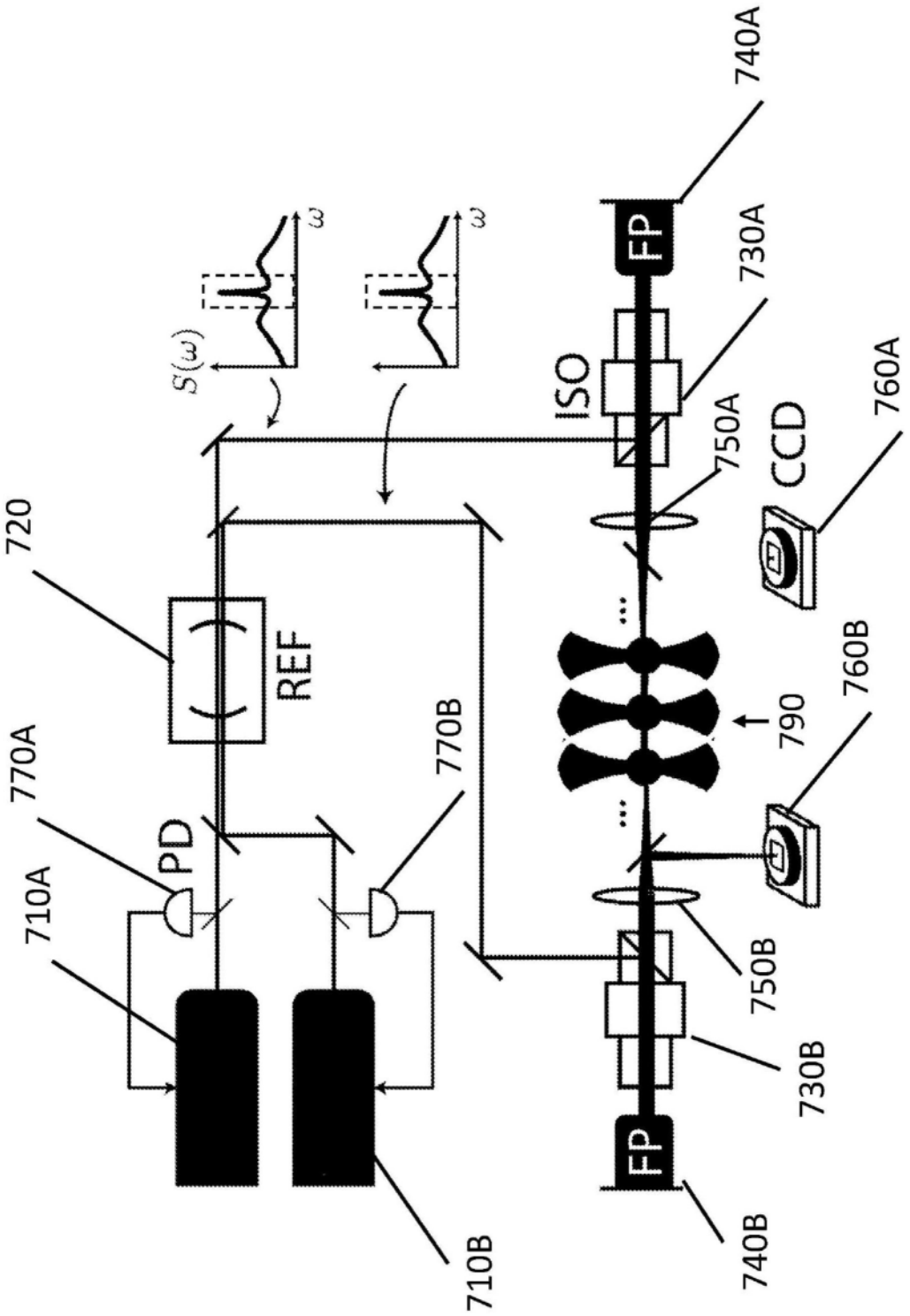

740A
FP
730A
ISO
750A
CCD
760A
720
REF
770A
PD
770B
790
760B
710A
750B
730B
FP
740B
710B
S(ω)
ω
ω

图7D

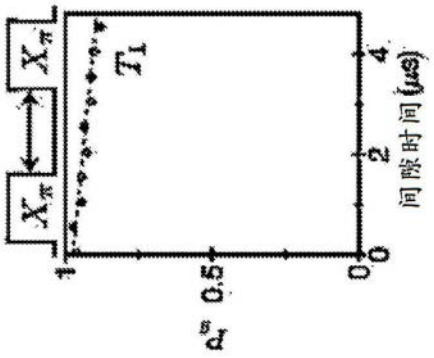

X_π
X_π
T_1
1
0.5
0
P_s
0
2
4
间隙时间 (μs)

图8A

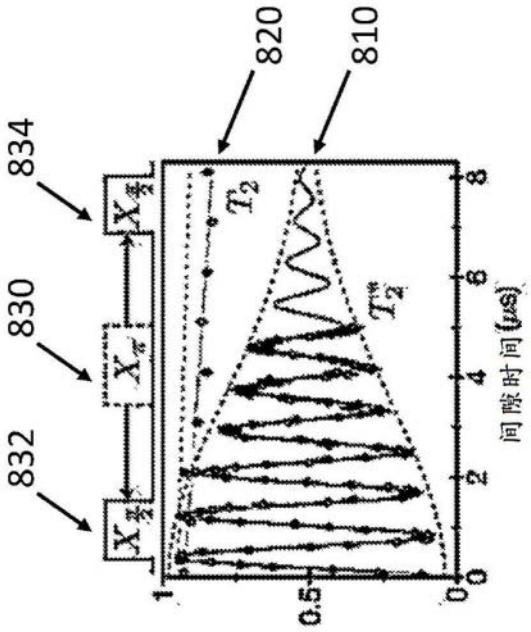

820
810
834
830
832
$X_{\frac{\pi}{2}}$
X_π
$X_{\frac{\pi}{2}}$
T_2
T_2^*
1
0.5
0
0
2
4
8
8
间隙时间 (μs)

图8B

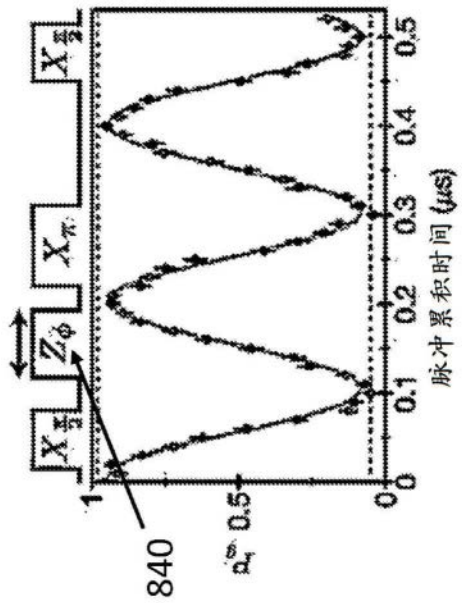


图8C

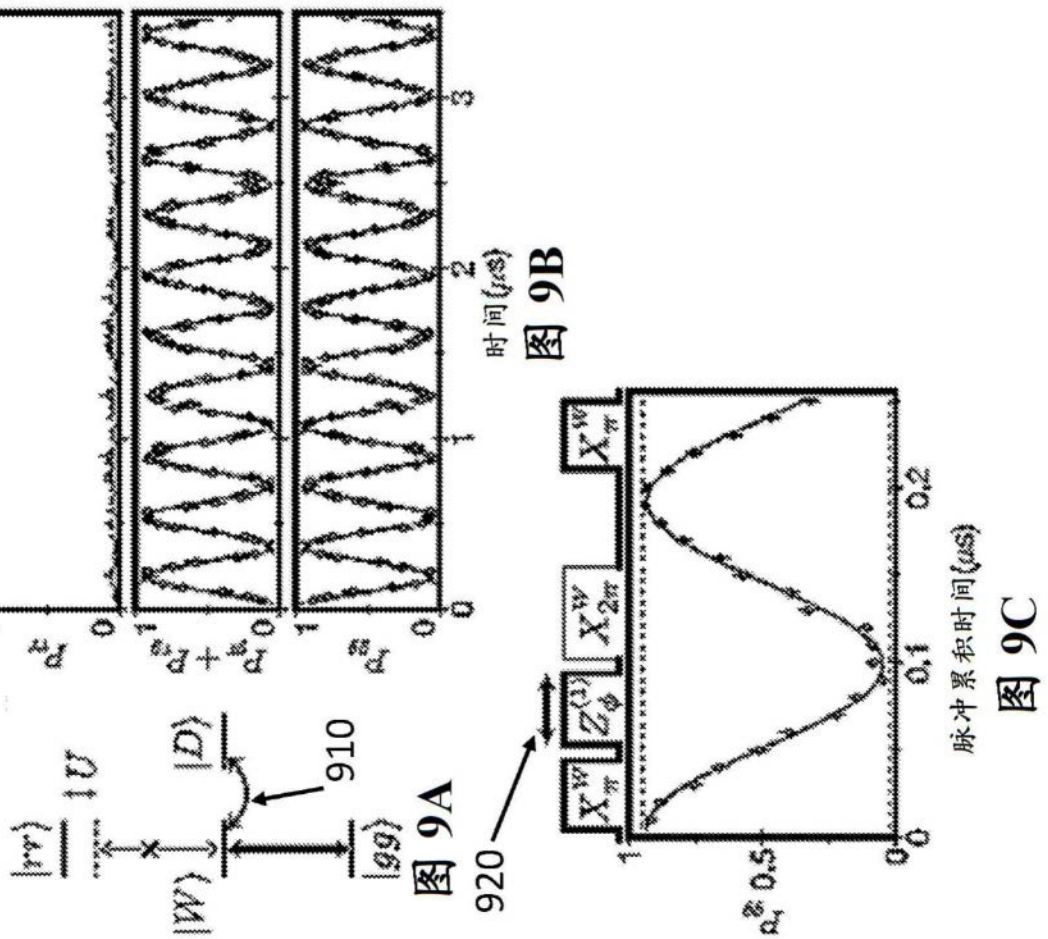


图 9A

图 9B

图 9C

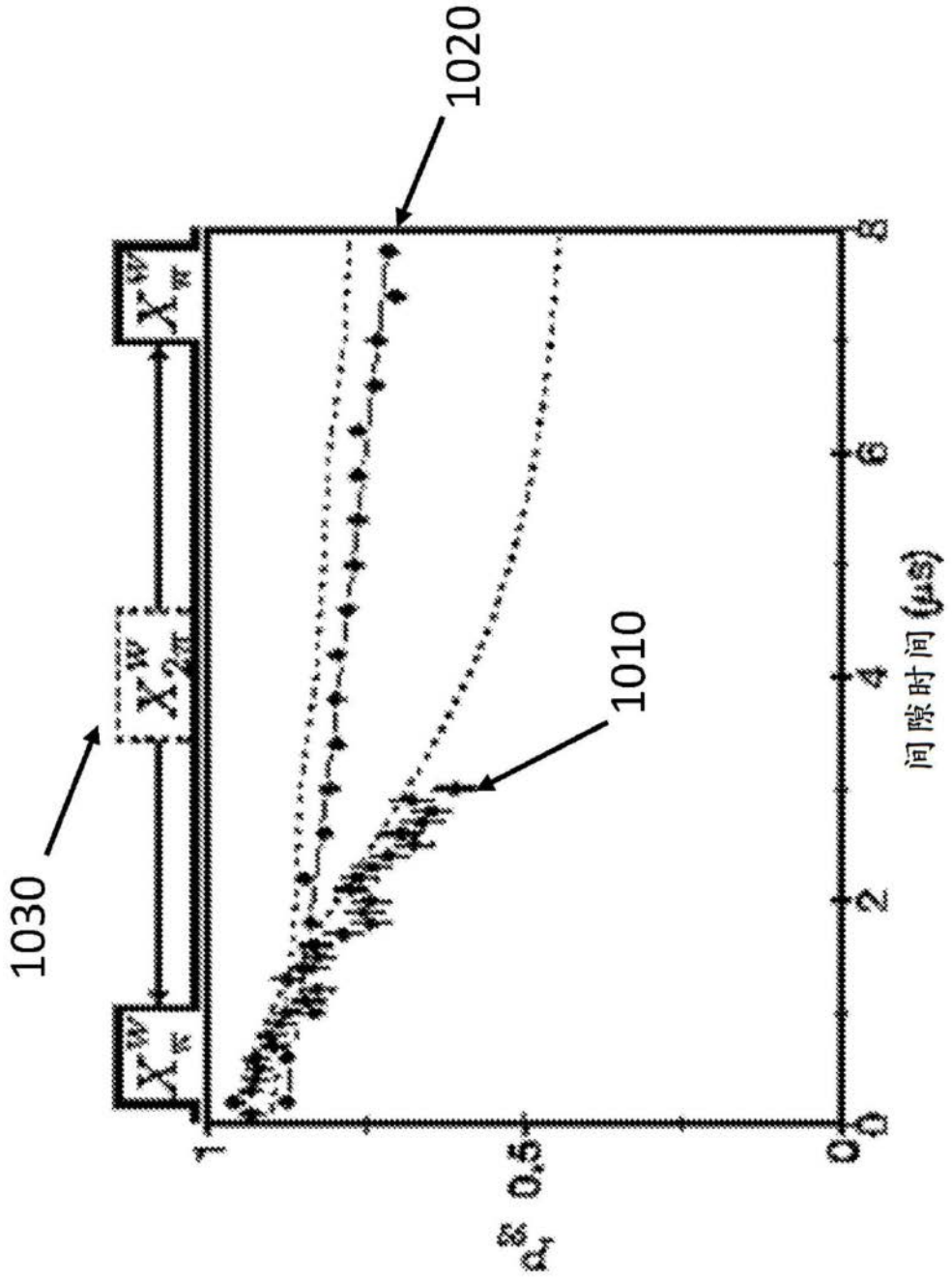


图10

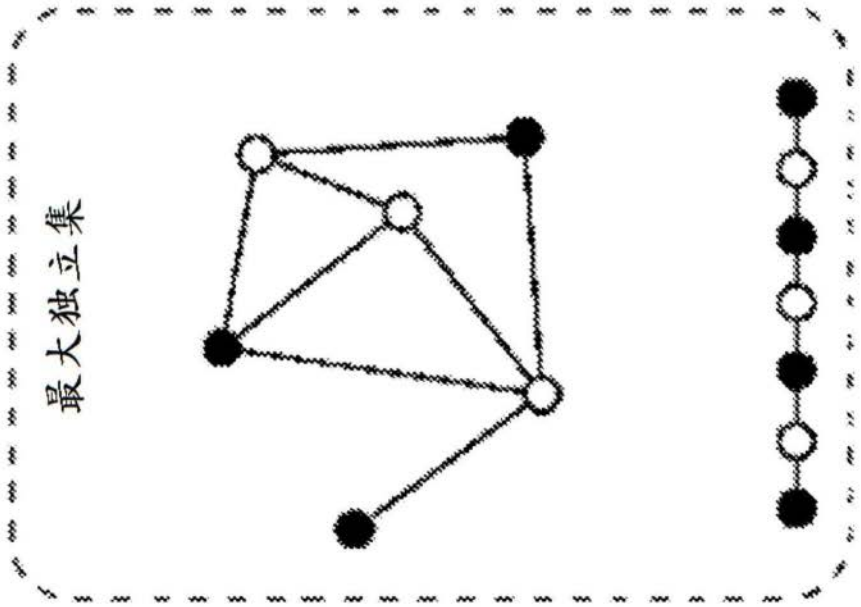


图 11A

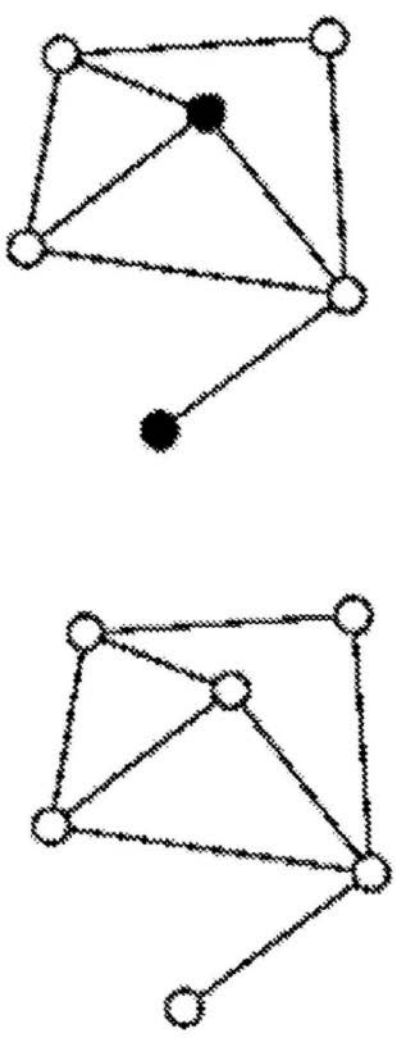


图 11B

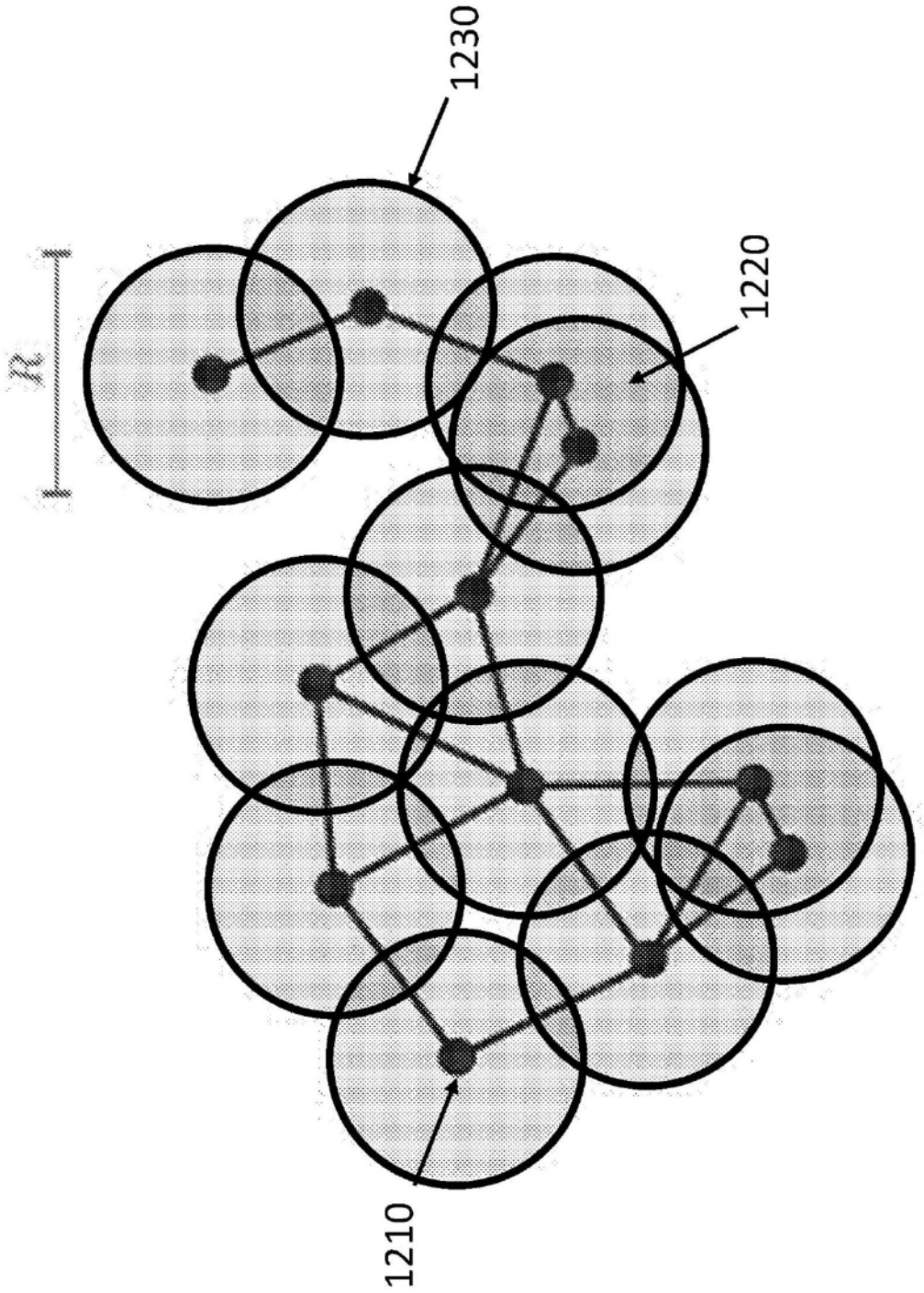


图12

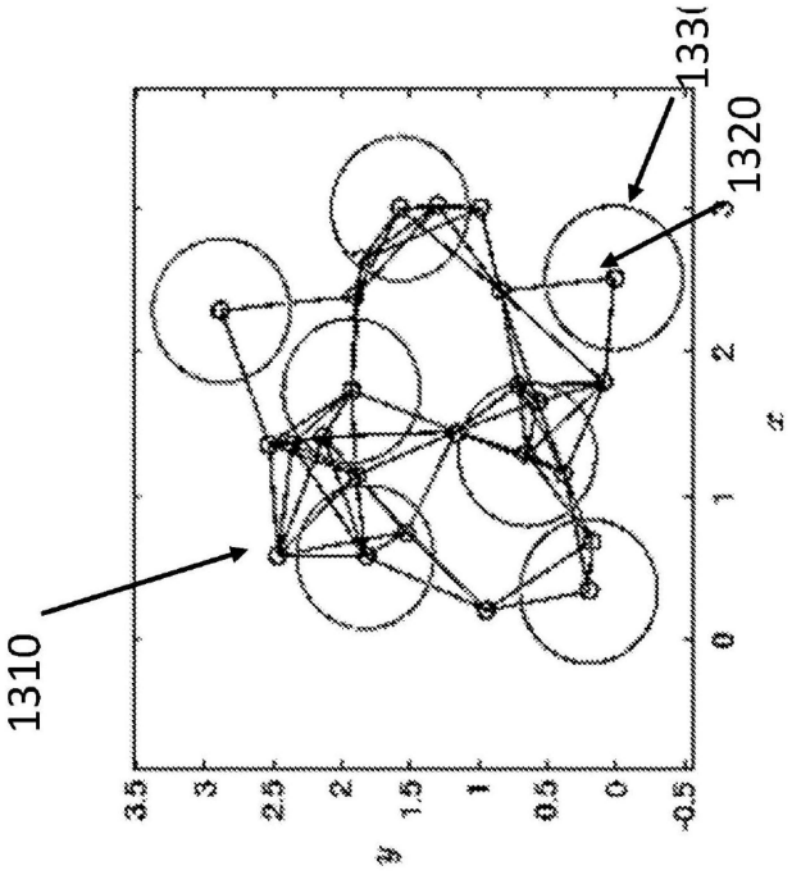


图13A

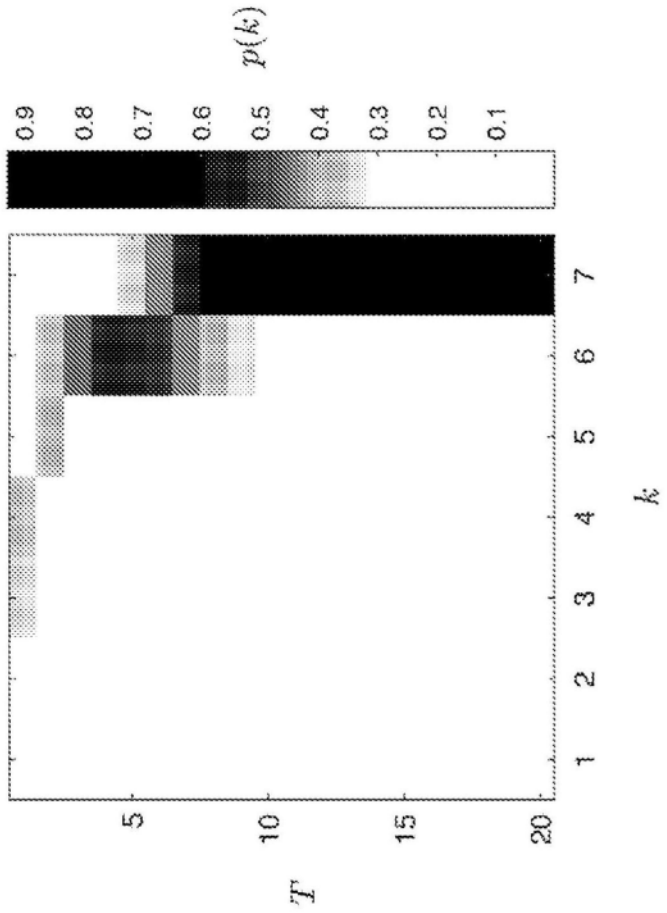


图13B

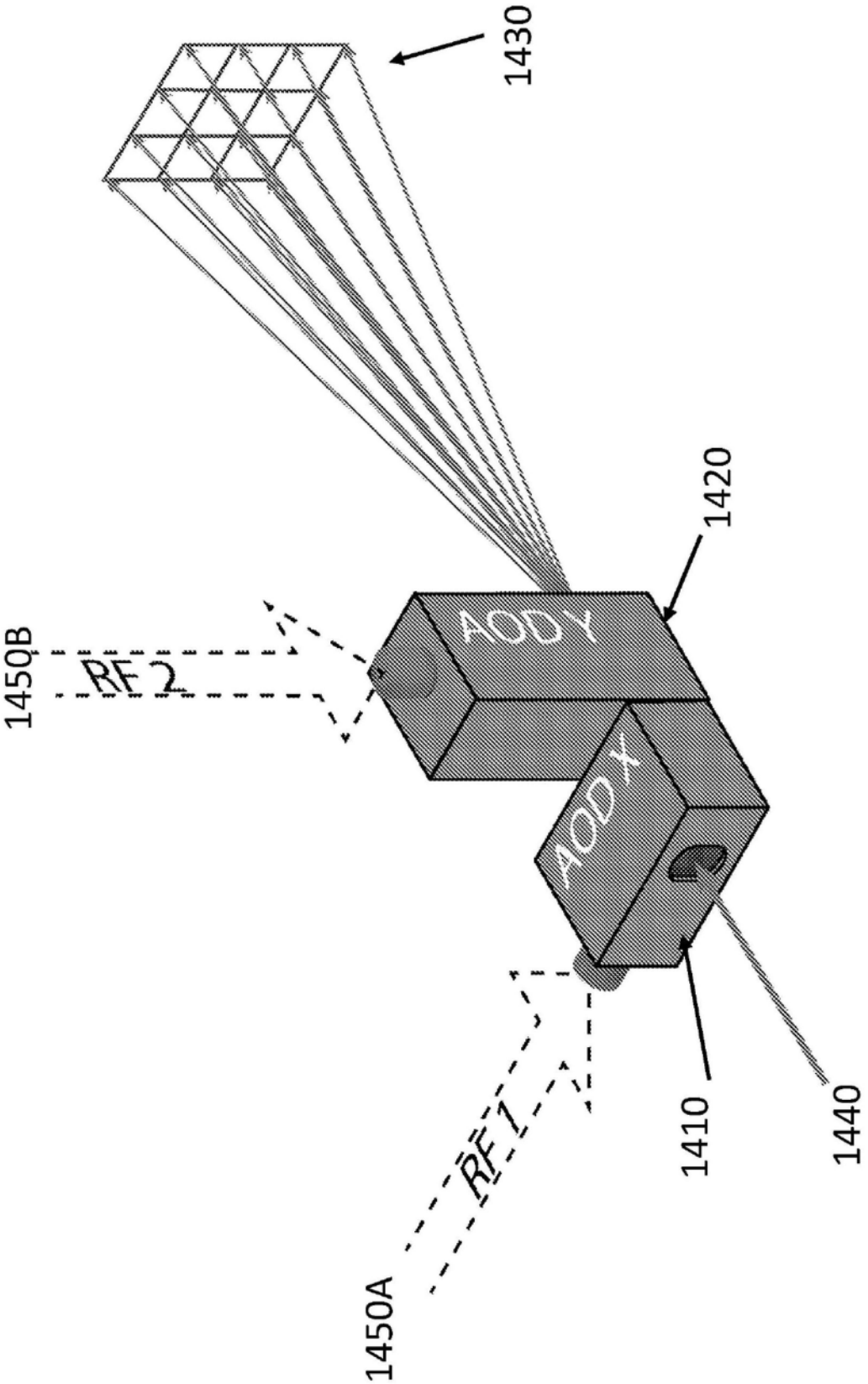


图14

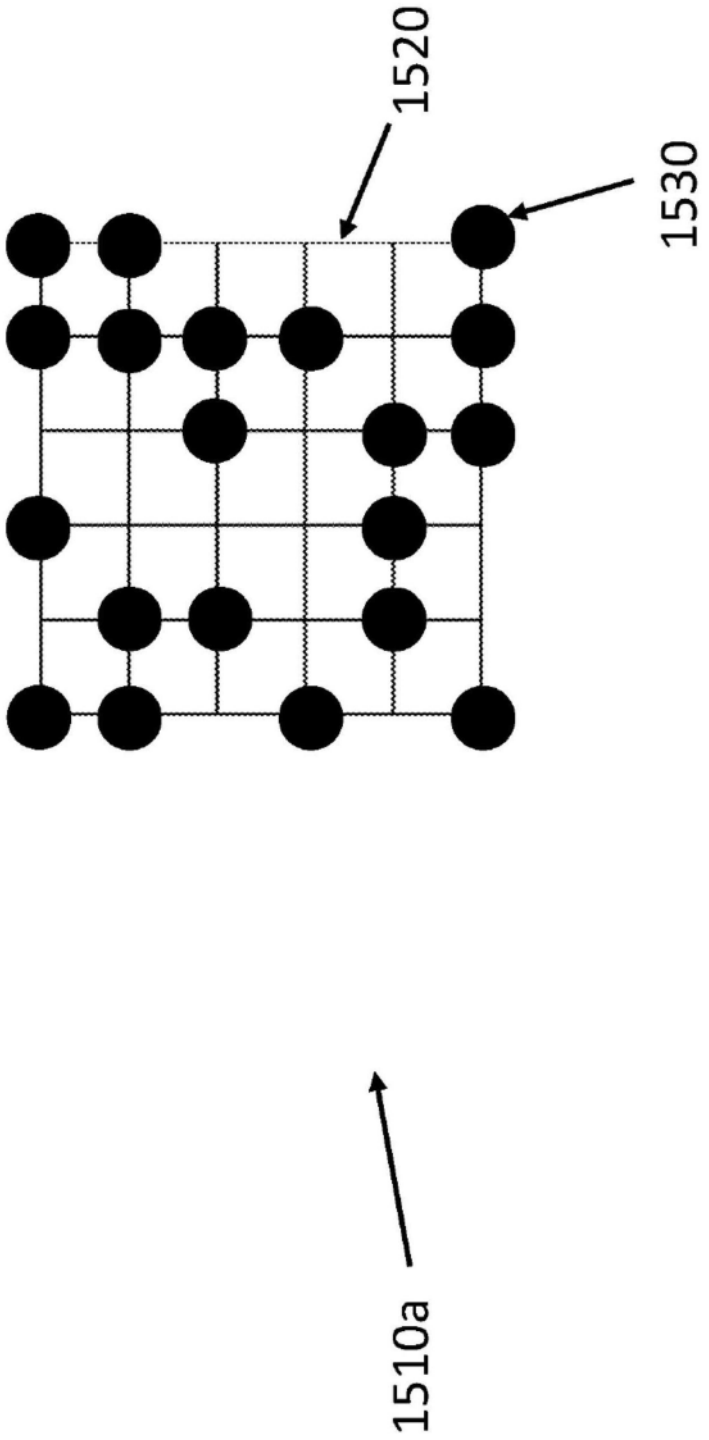


图15A

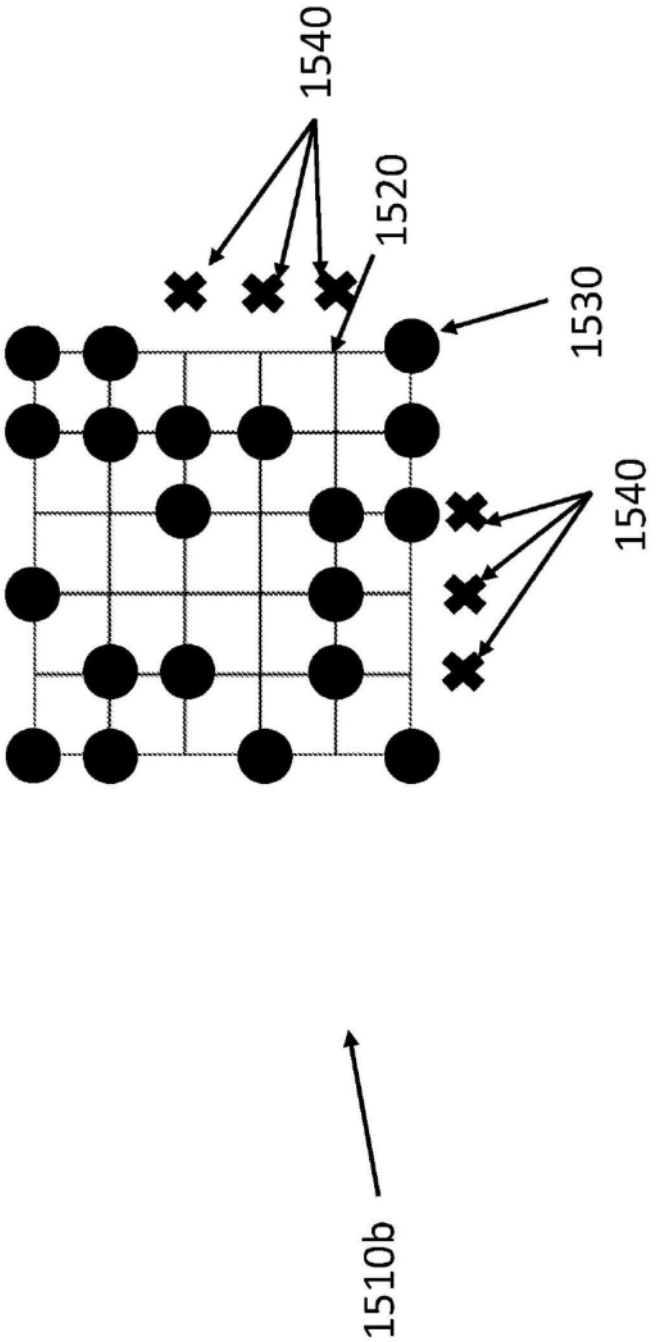


图15B

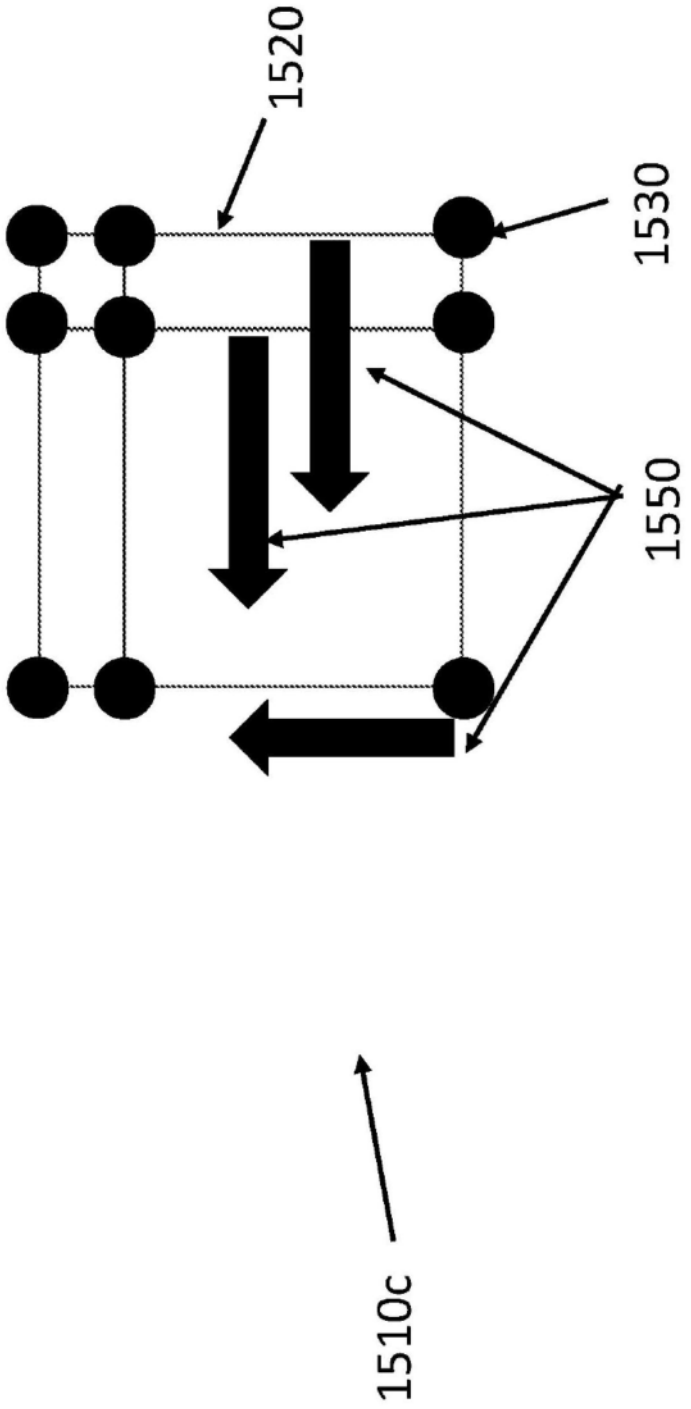


图15C



图15D

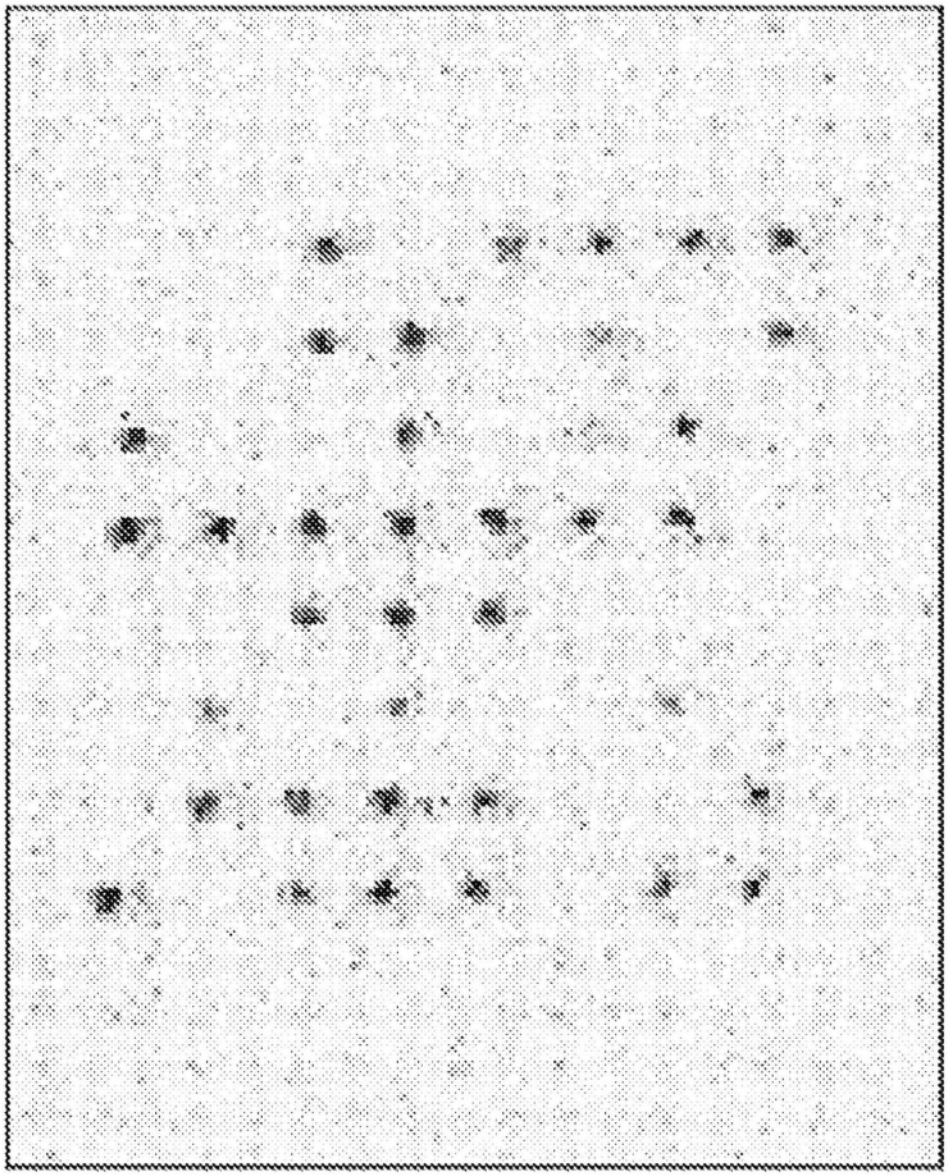


图15E

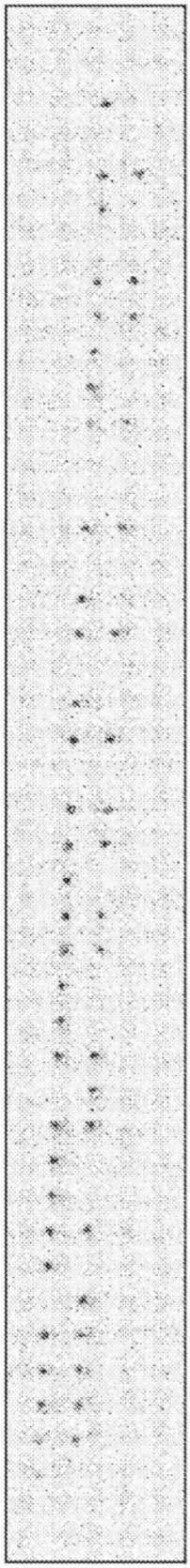


图15F

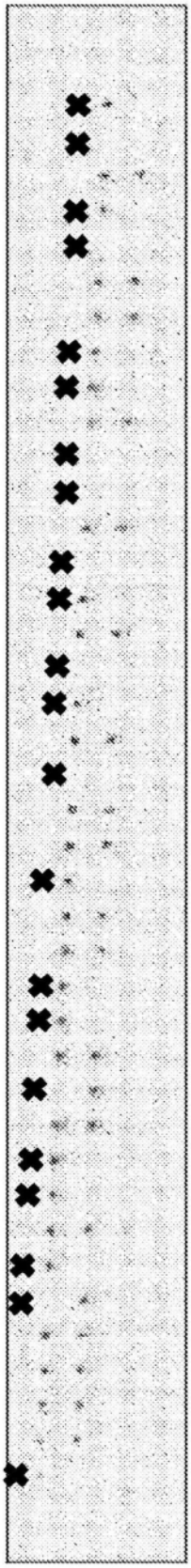


图15G

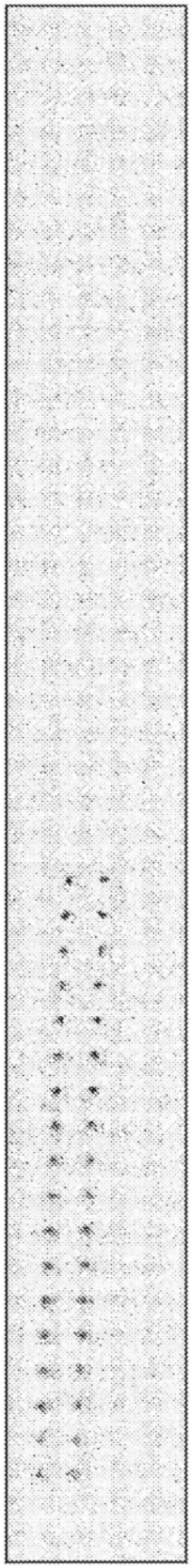


图15H

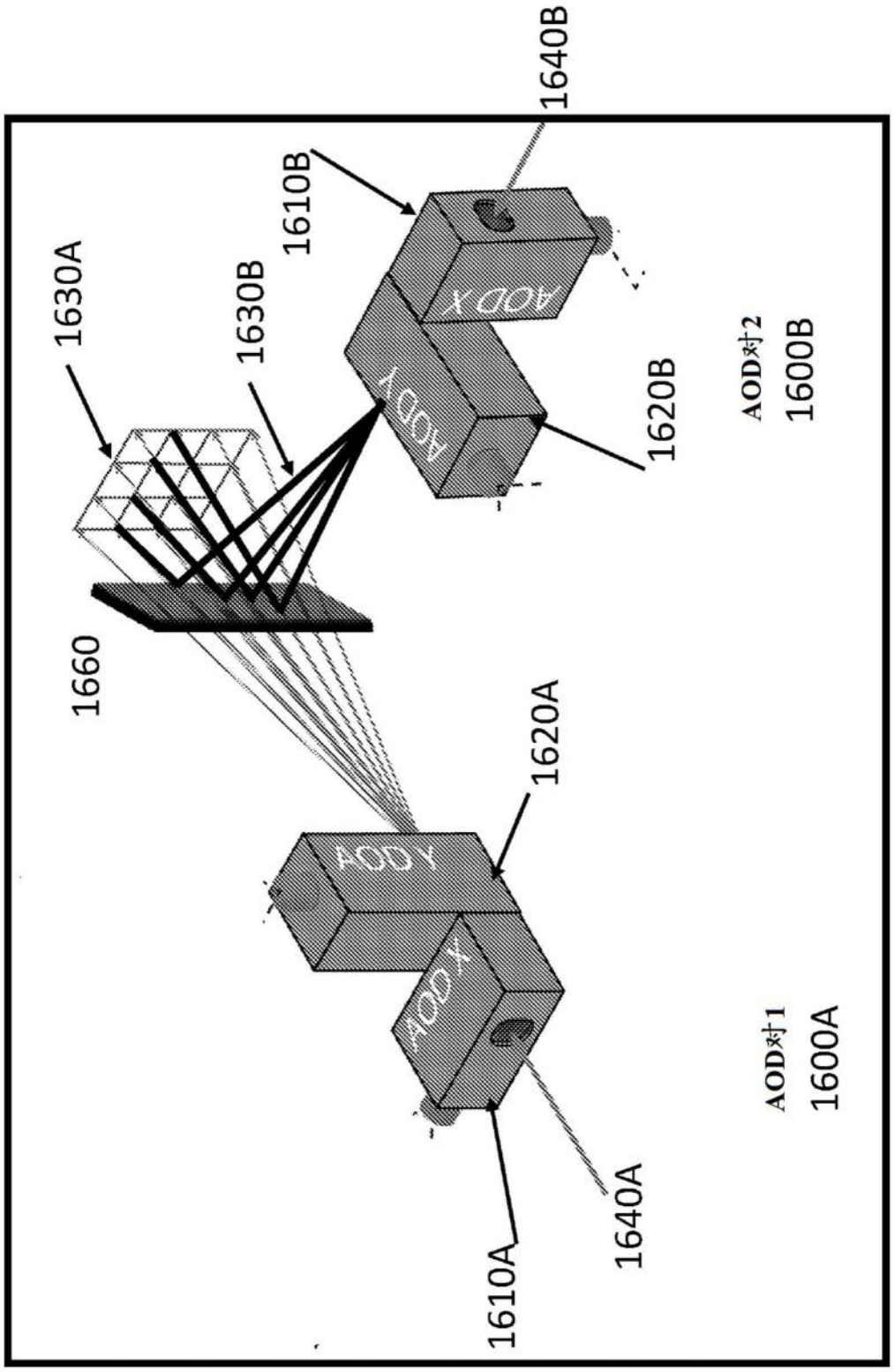

1640B
1610B
1630A
1630B
AOD X
AOD Y
1620B
AOD对2
1600B
1660
1620A
AOD Y
AOD X
AOD对1
1600A
1610A
1640A

图16

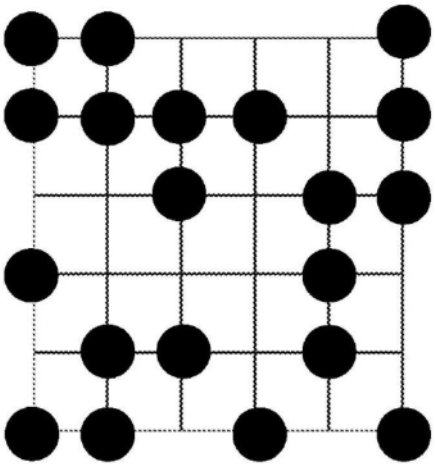


图17A

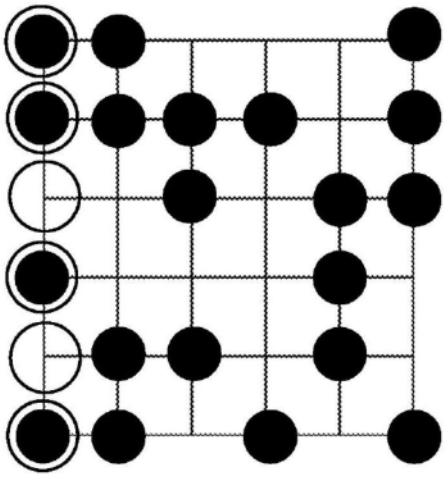


图17B

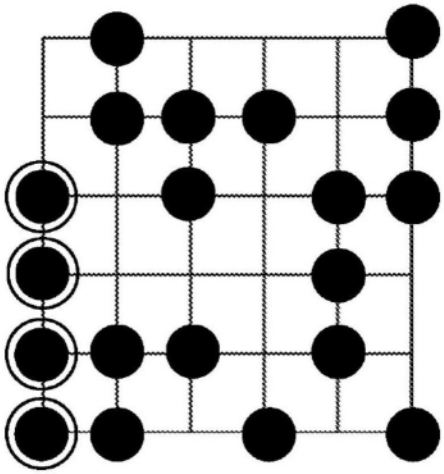


图17C

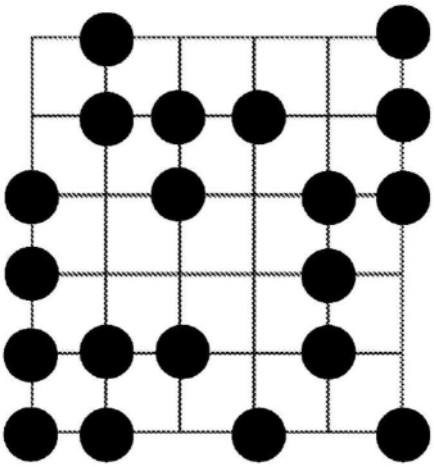


图17D

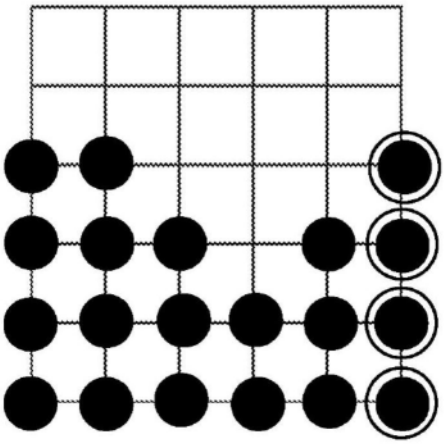


图17E

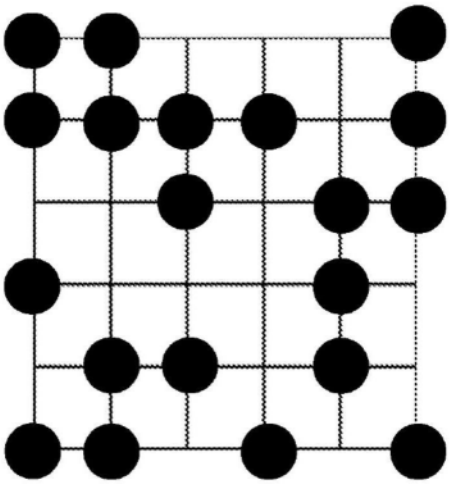


图18A

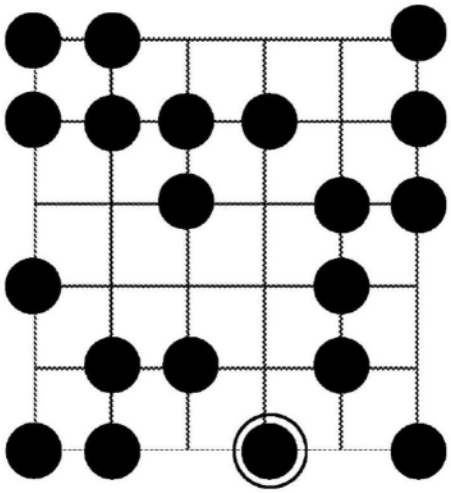


图18B

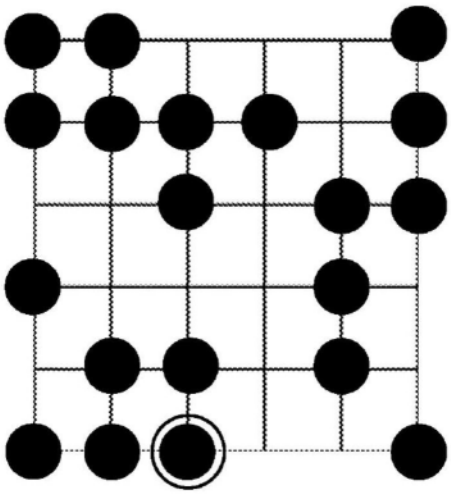


图18C

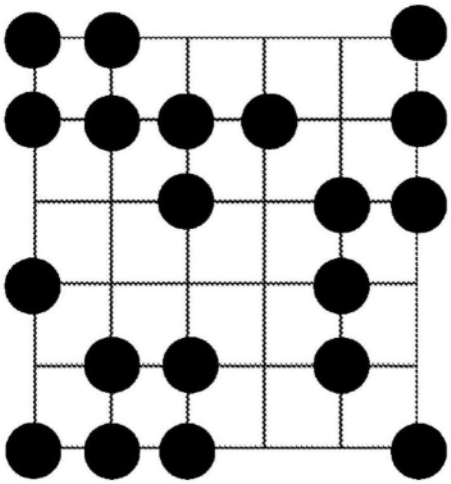


图18D

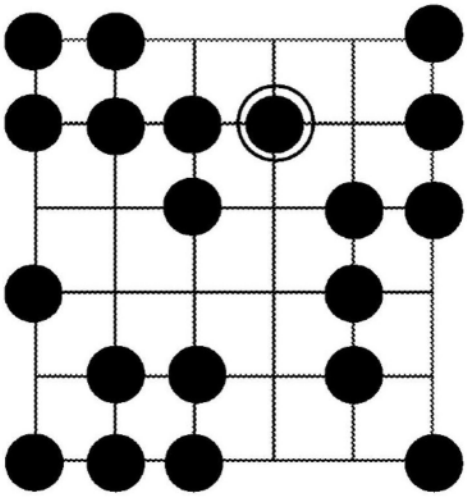


图18E

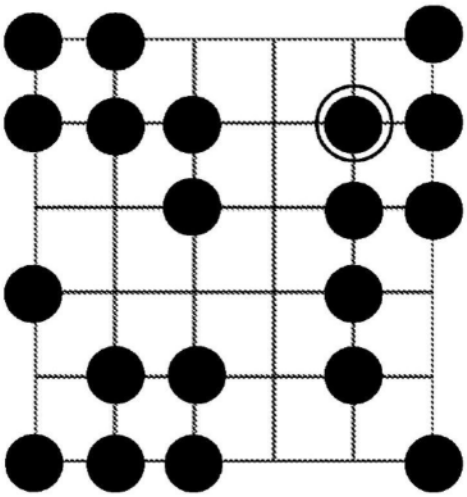


图18F

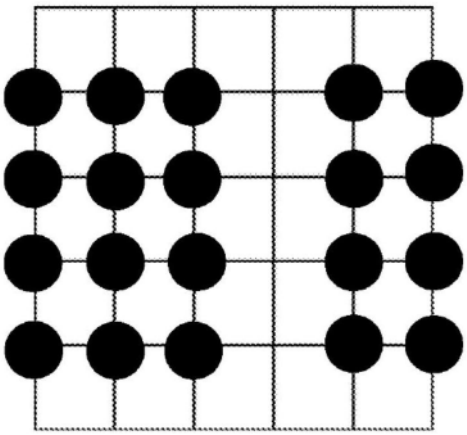


图18G

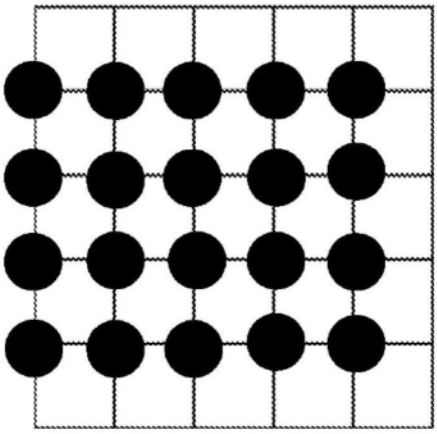


图18H

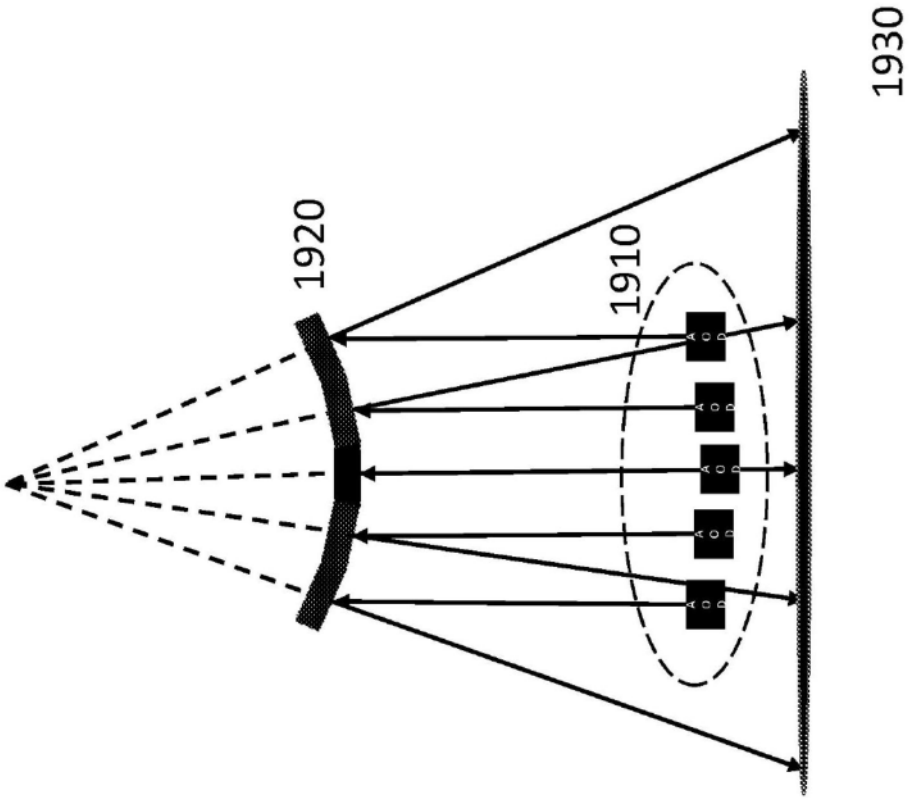


图19A

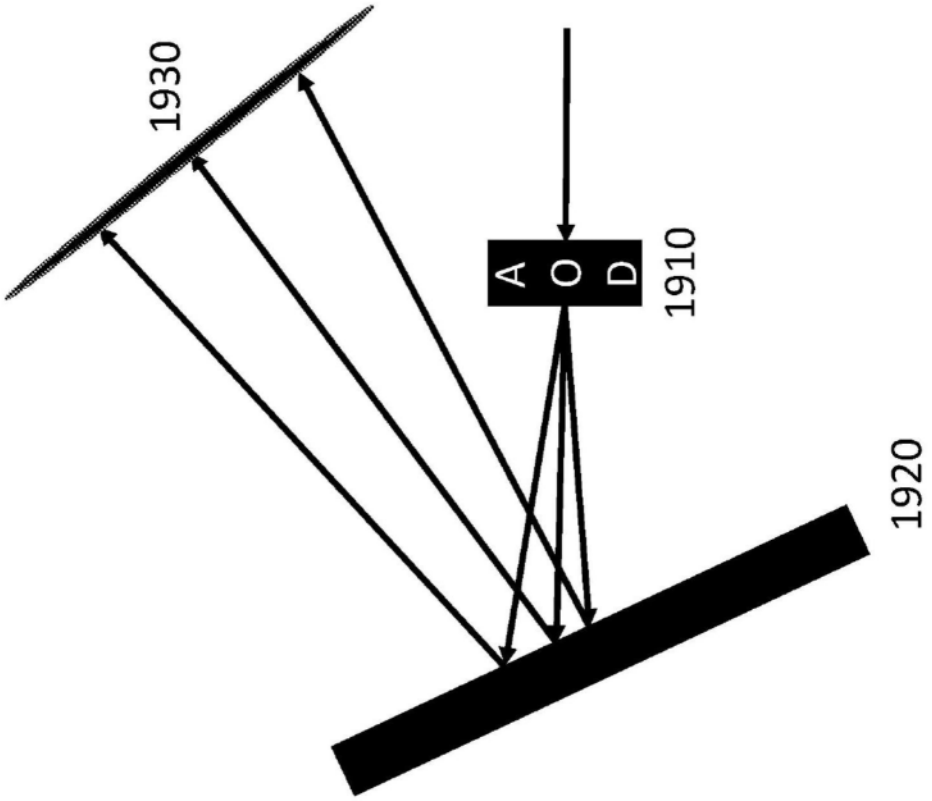


图19B

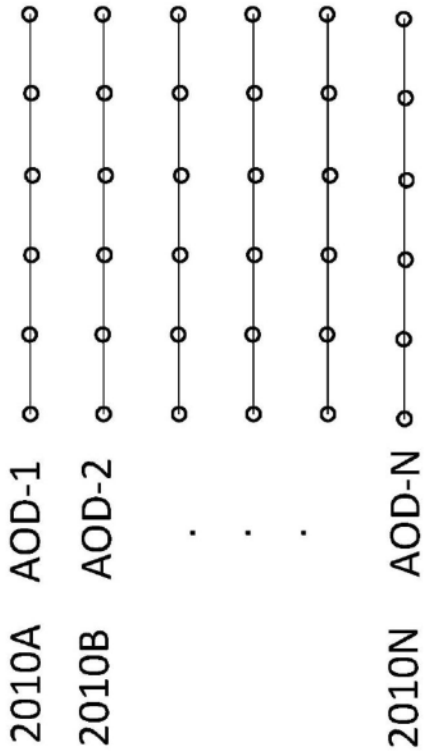


图20A

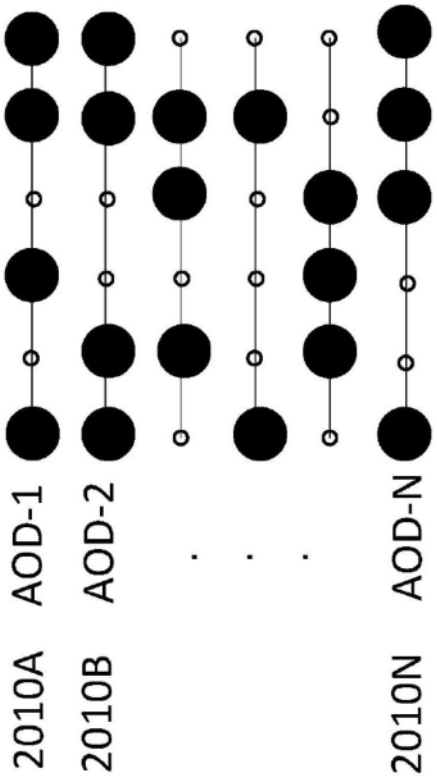

AOD-1
AOD-2
AOD-N
2010A
2010B
2010N

图20B

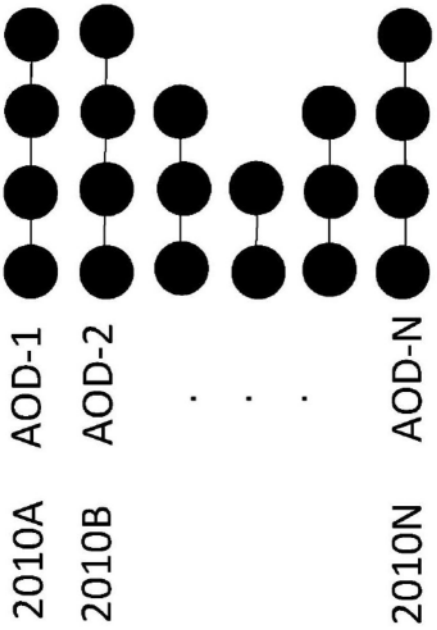

AOD-1
AOD-2
AOD-N
2010A
2010B
2010N

图20C

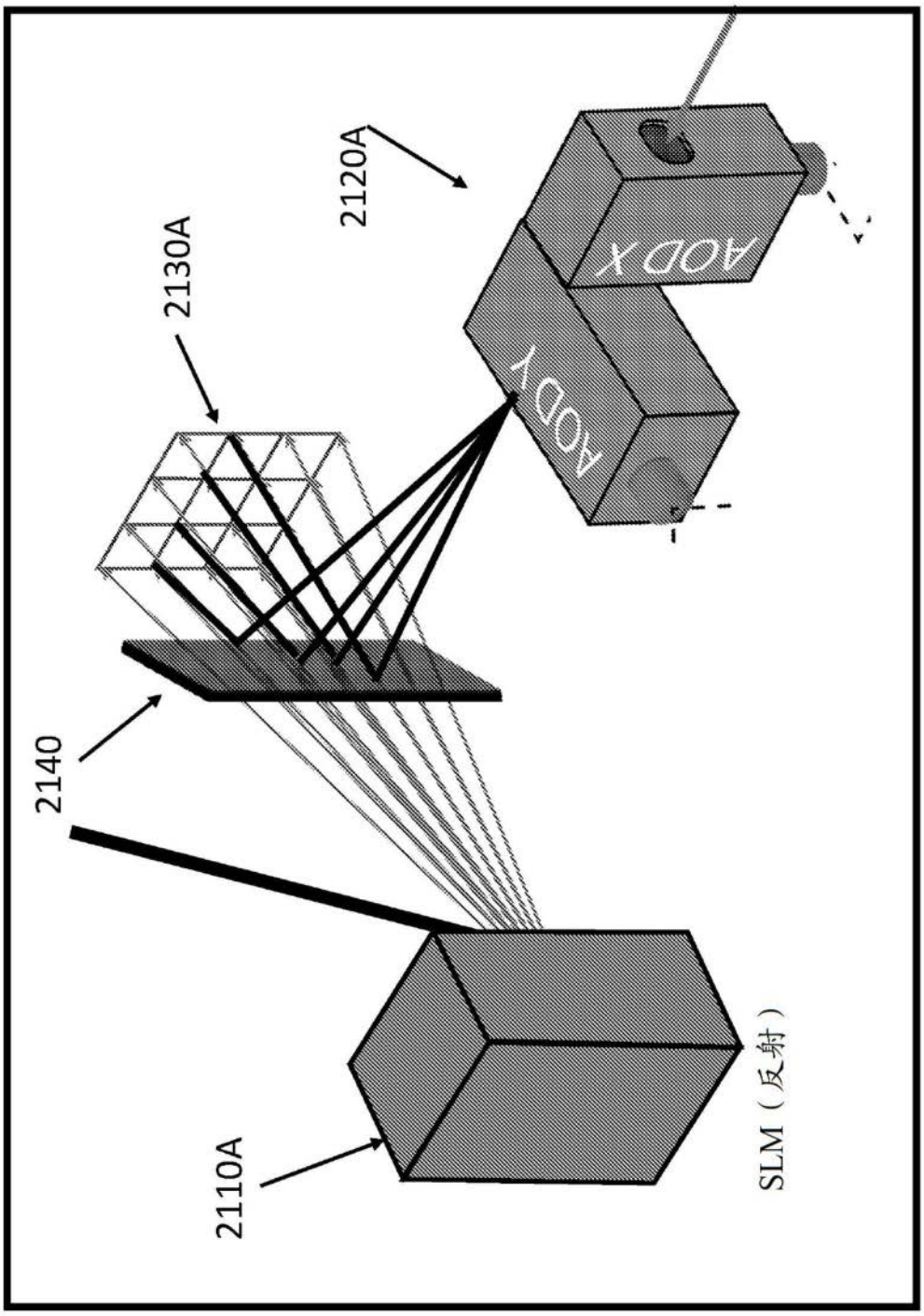


图21A

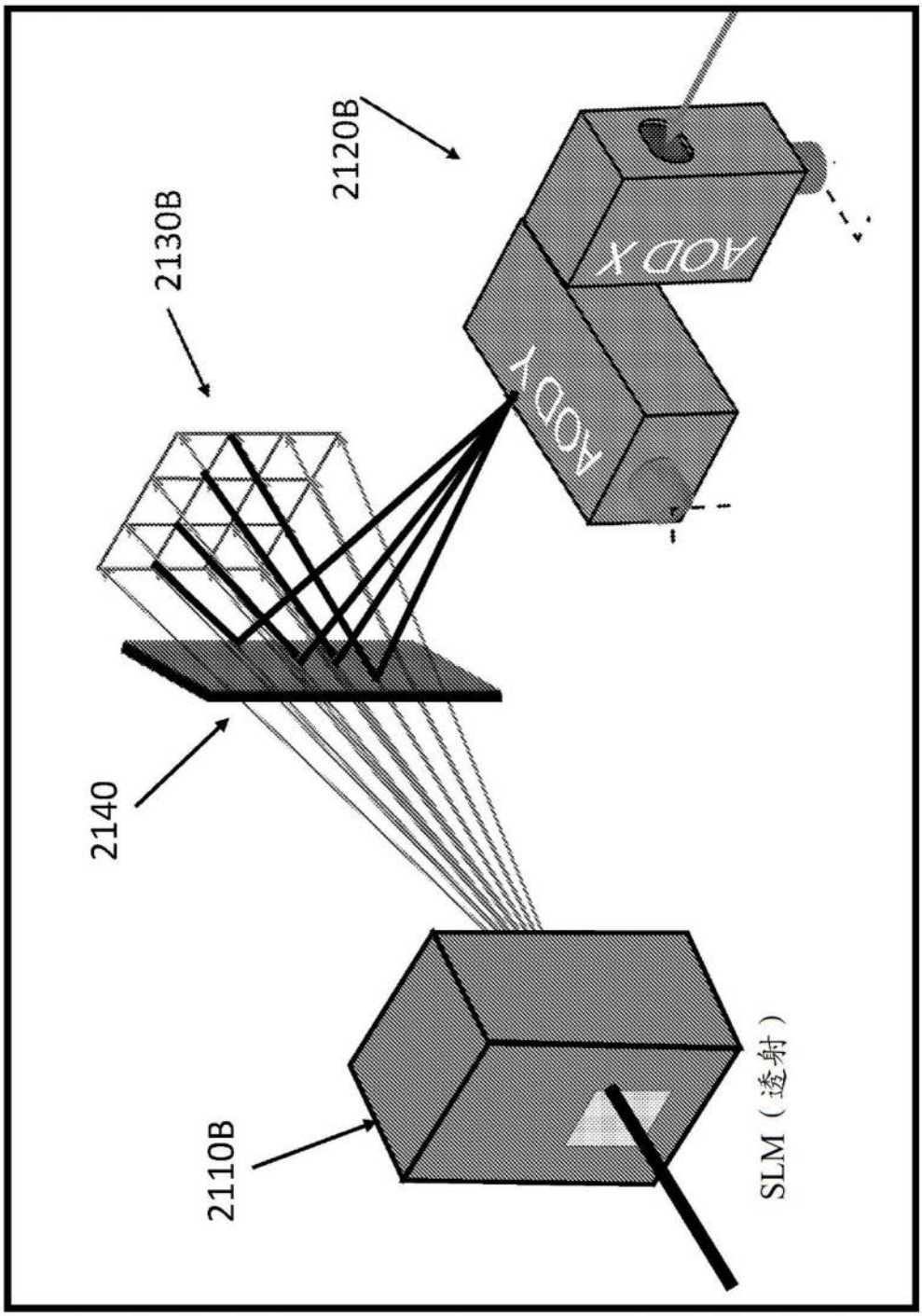


图21B

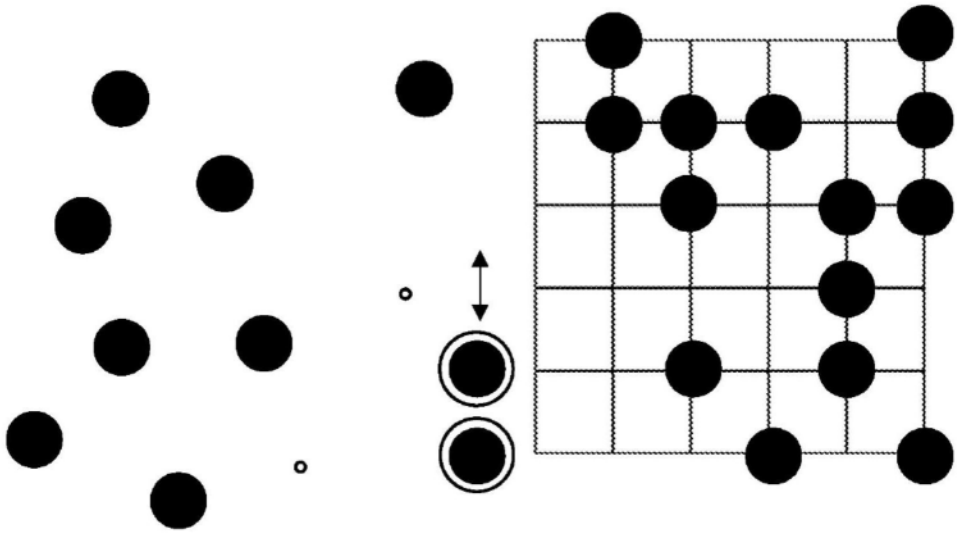


图22A

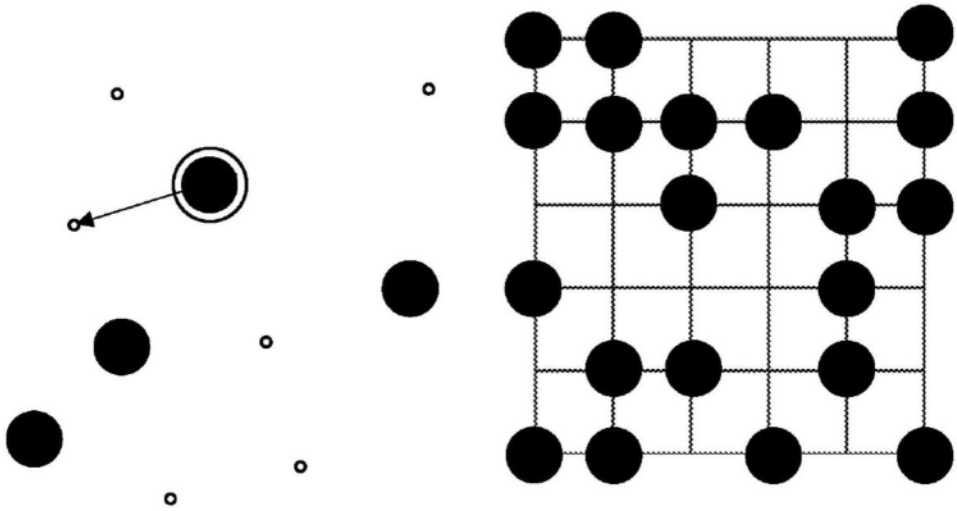


图22B

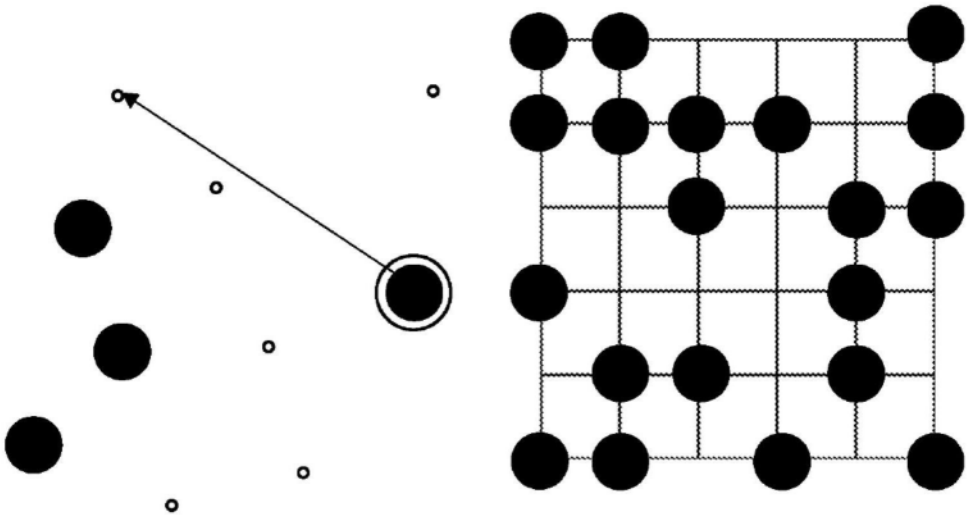


图22C

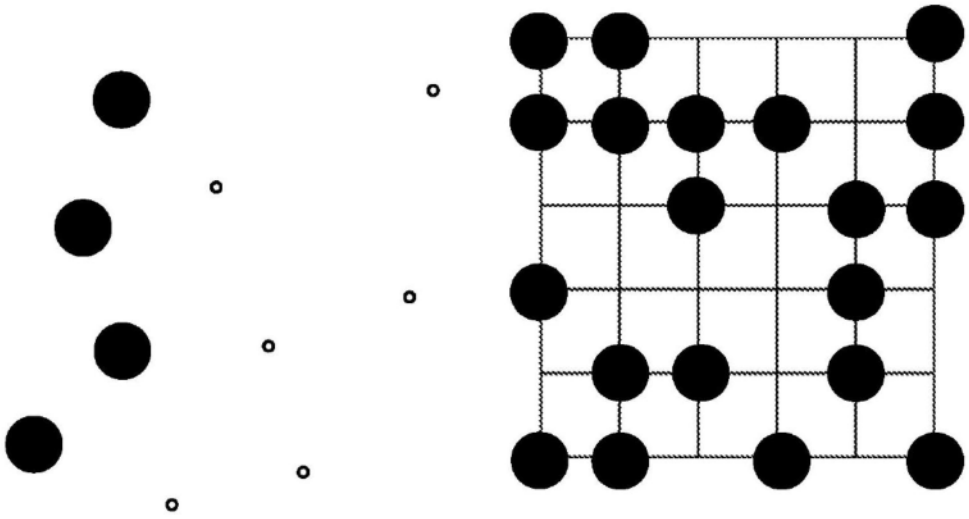


图22D

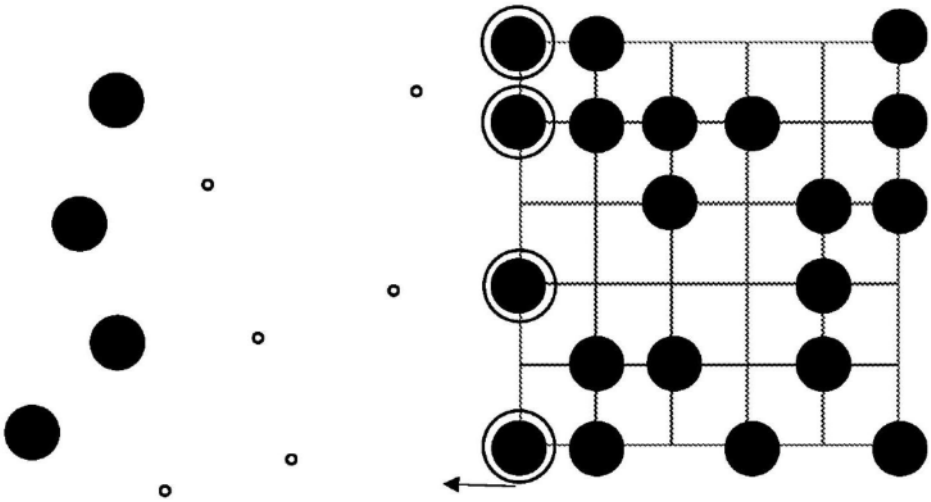


图22E

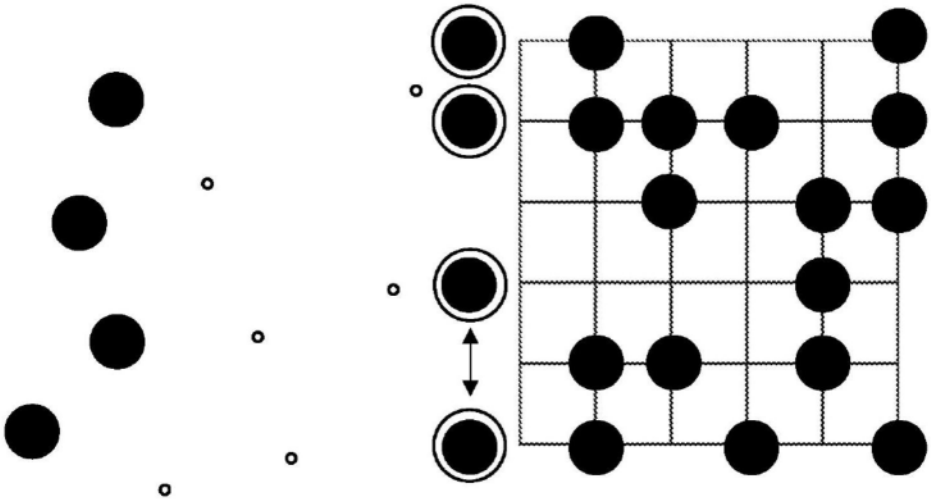


图22F

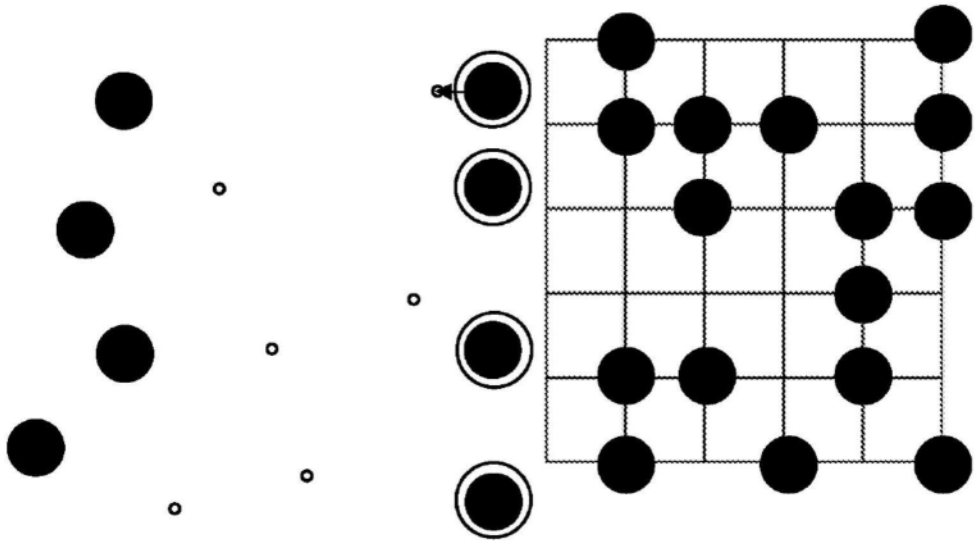


图22G

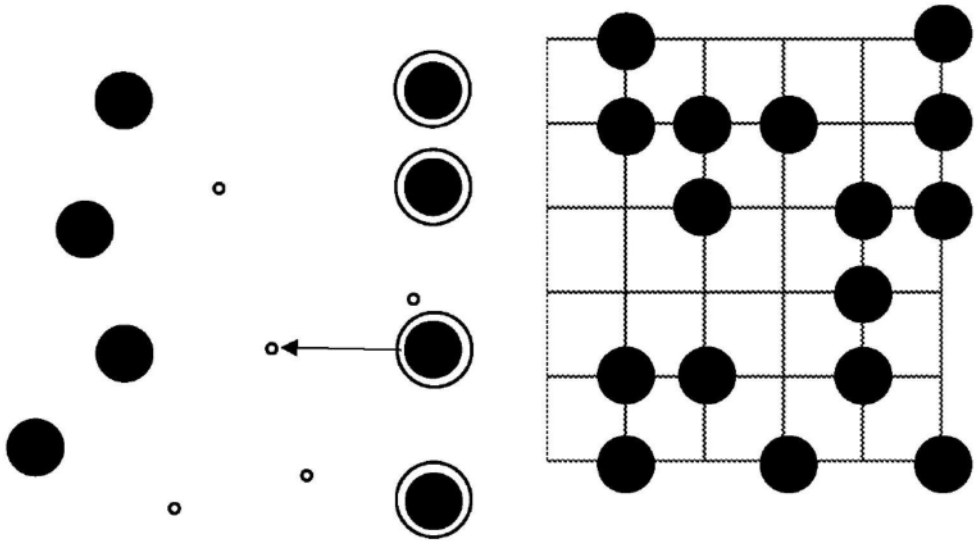


图22H

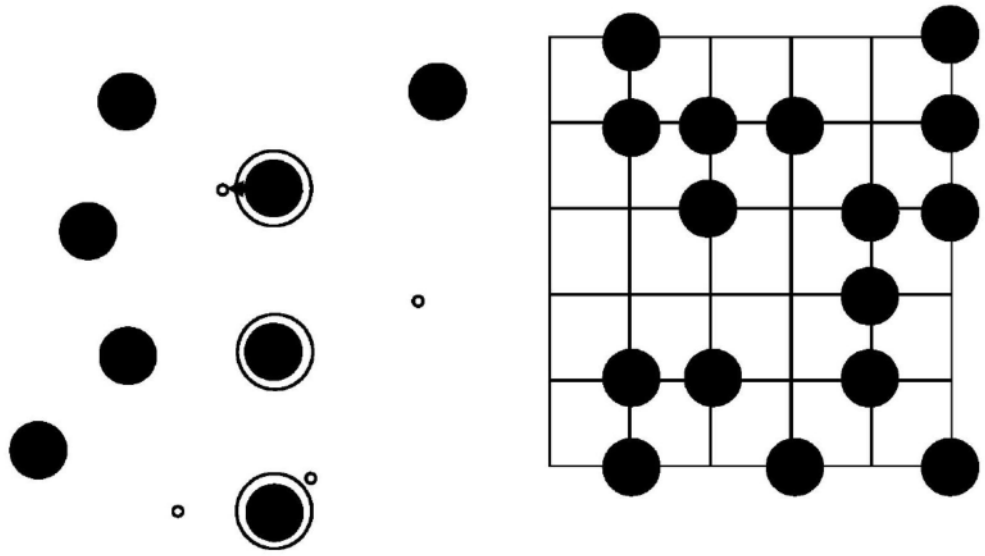


图22I

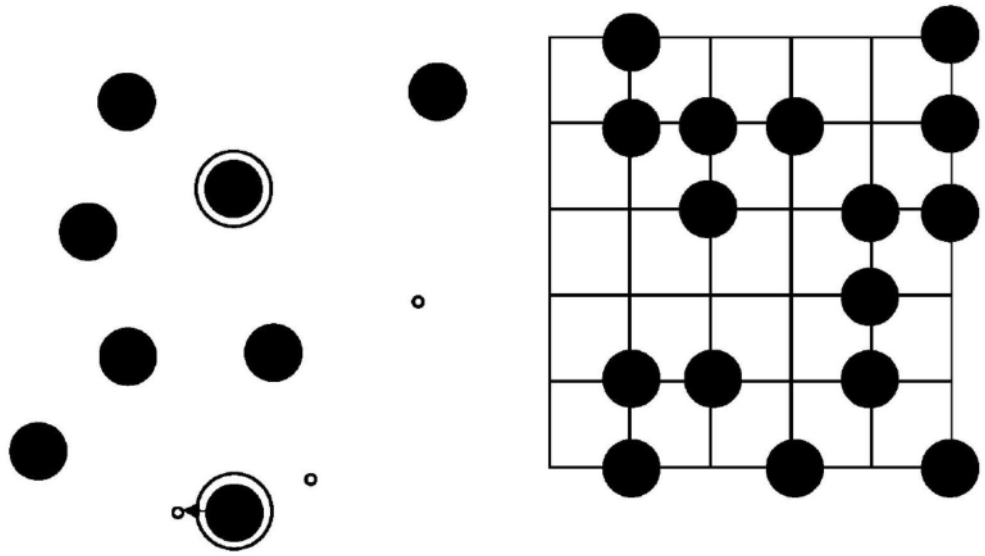


图22J

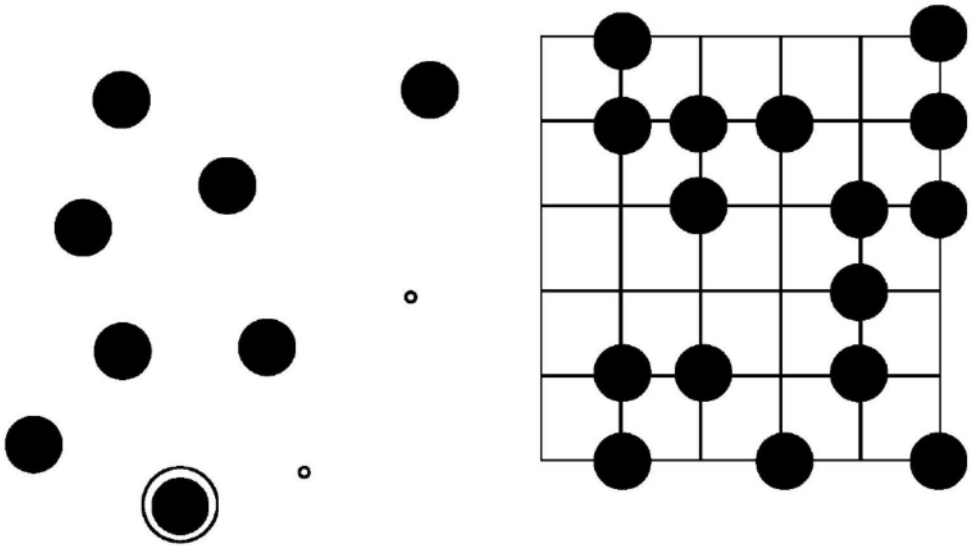


图22K

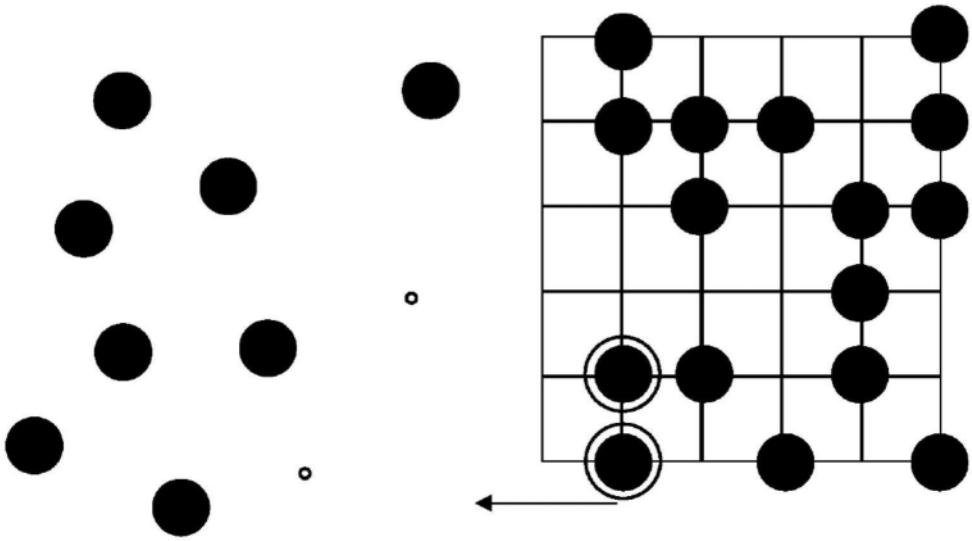


图22L

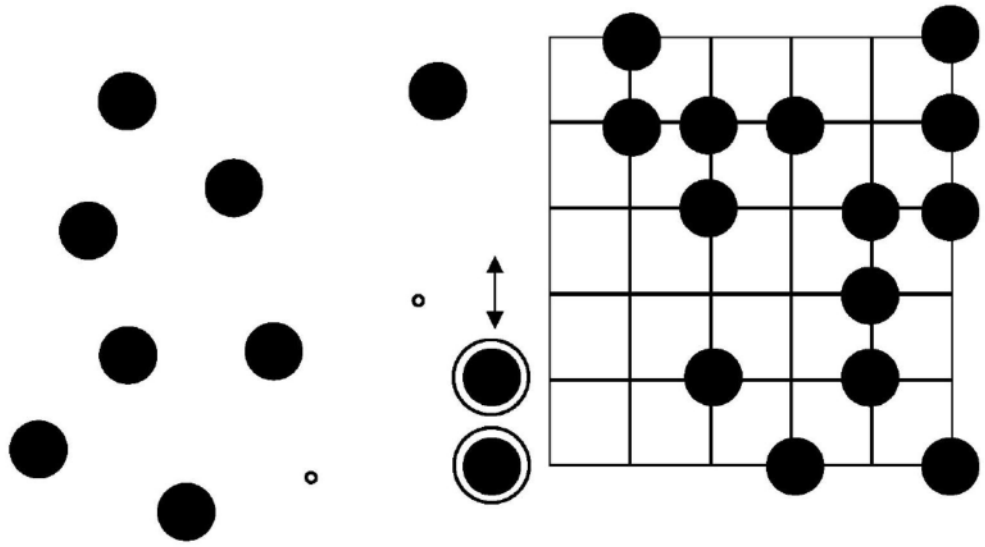


图22M

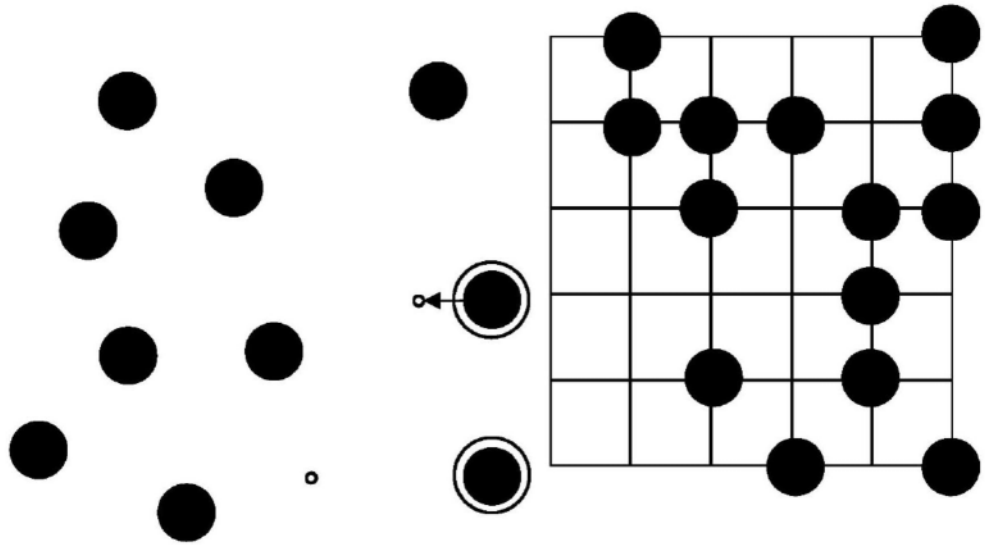


图22N

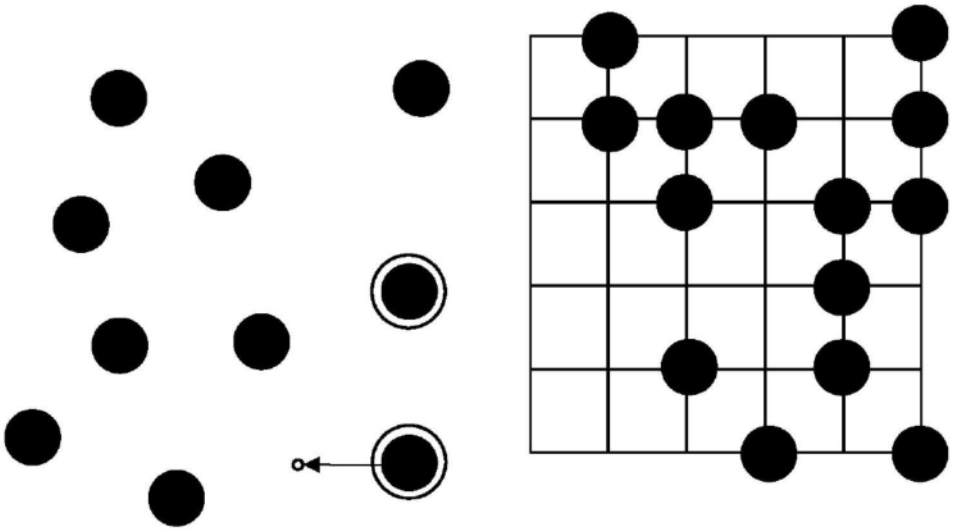


图220

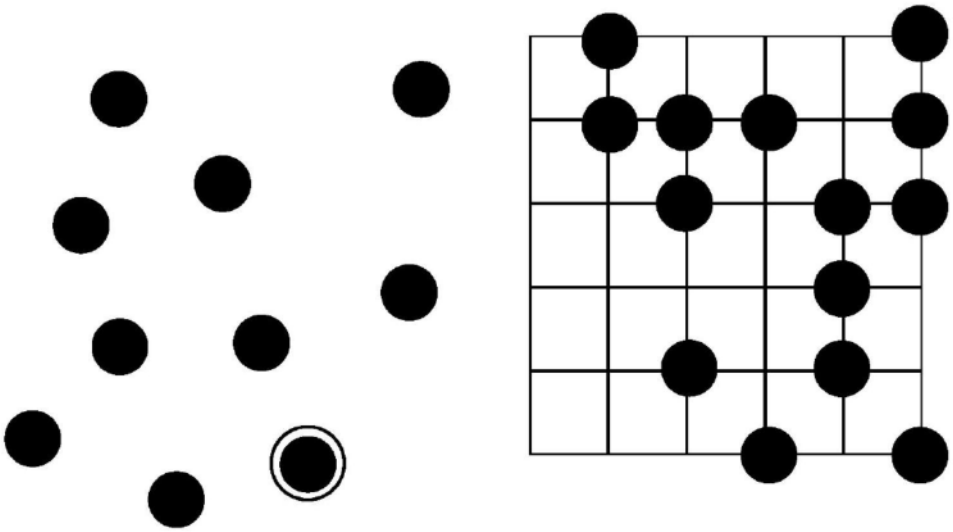


图22P

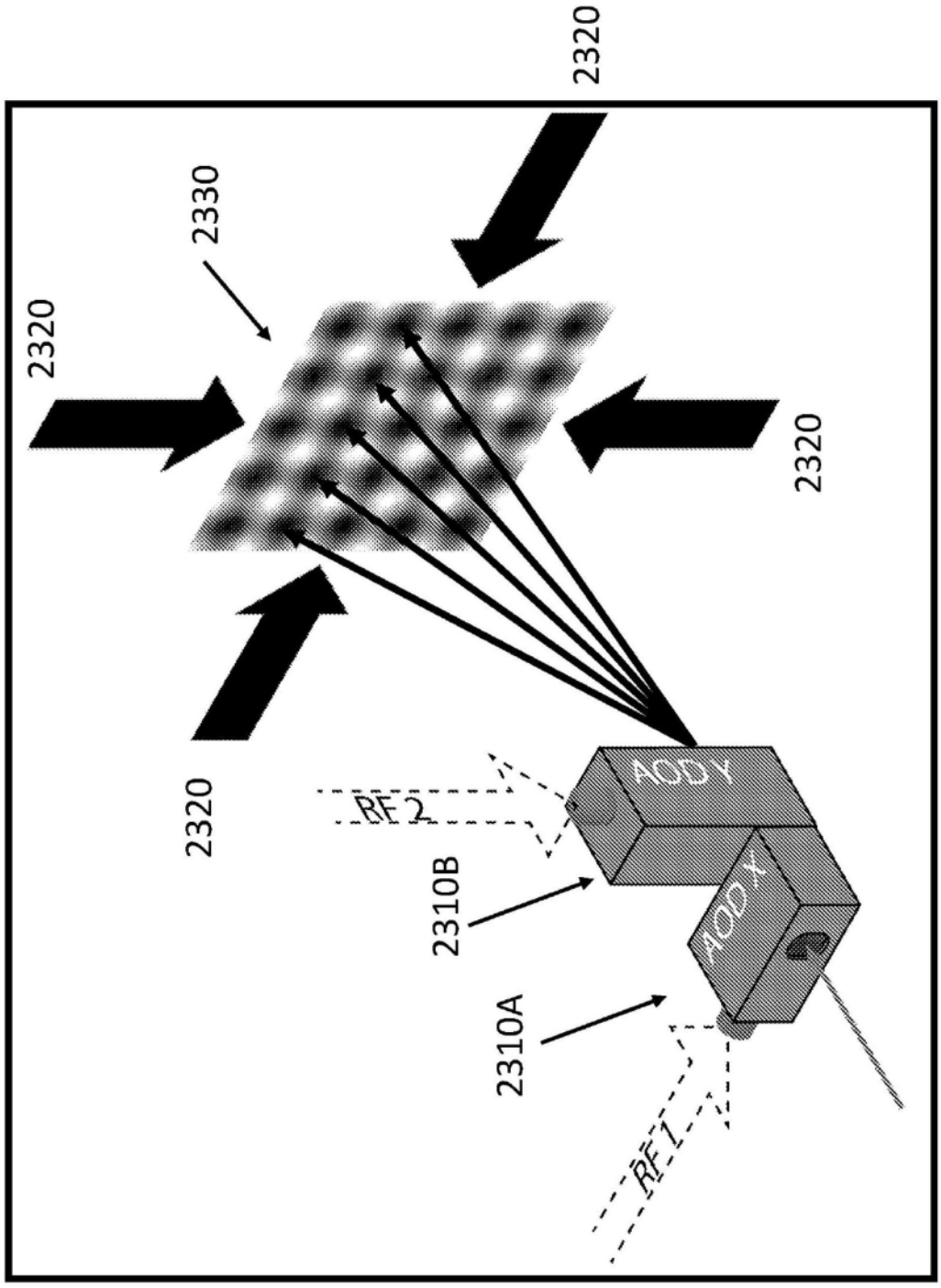


图23

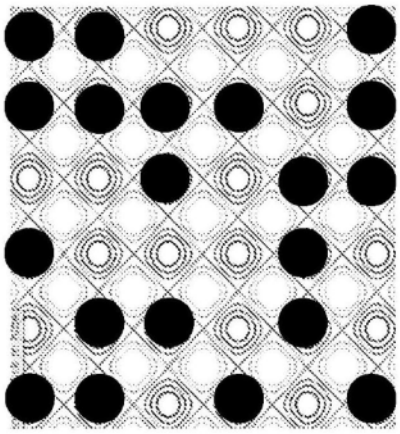


图24A

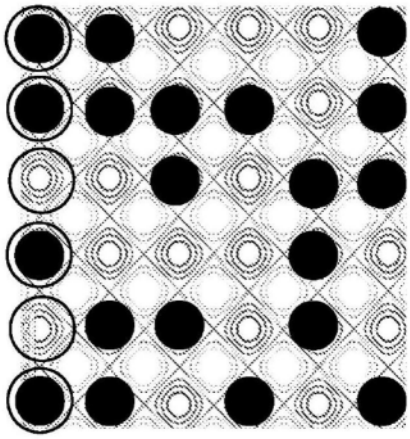


图24B

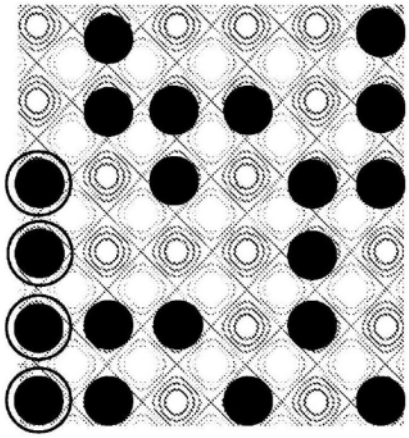


图24C

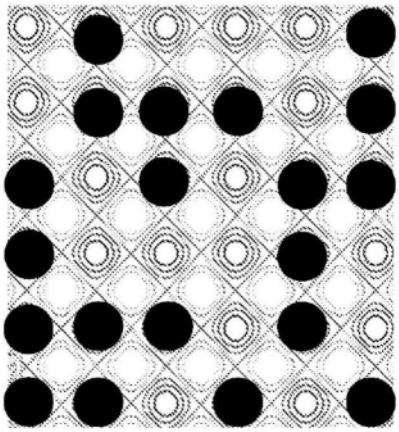


图24D

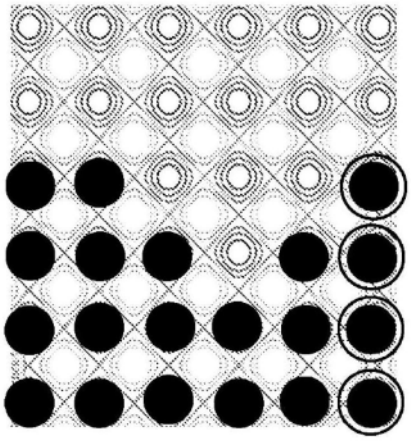


图24E

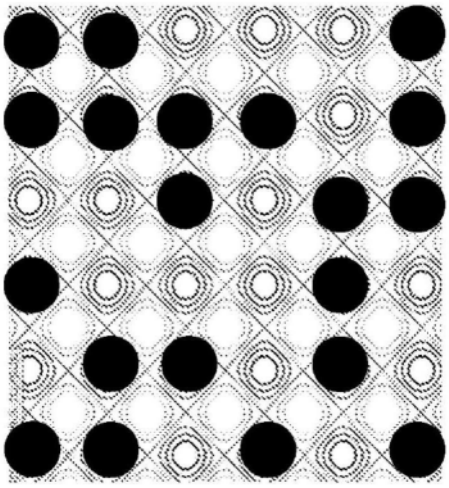


图25A

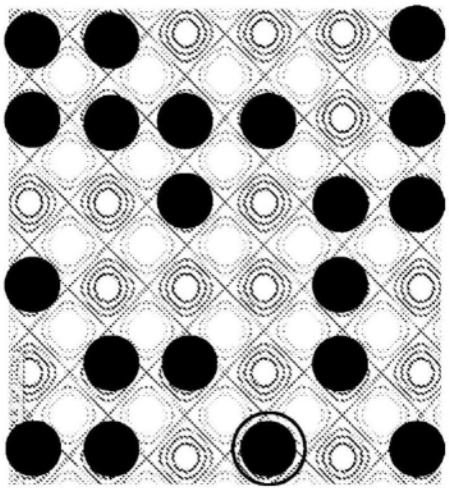


图25B

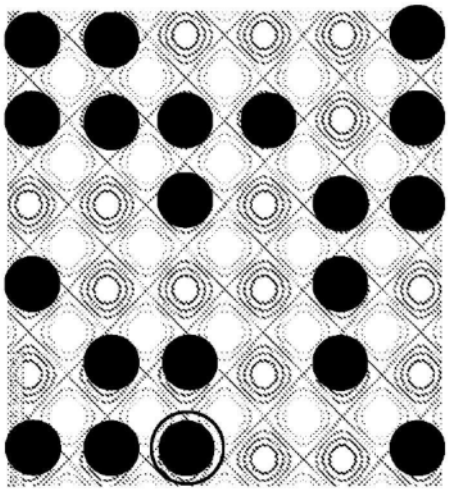


图25C

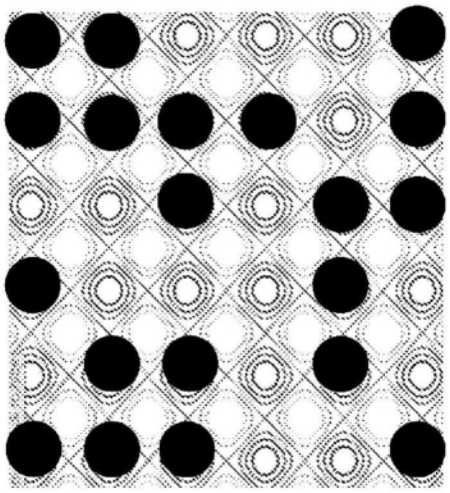


图25D

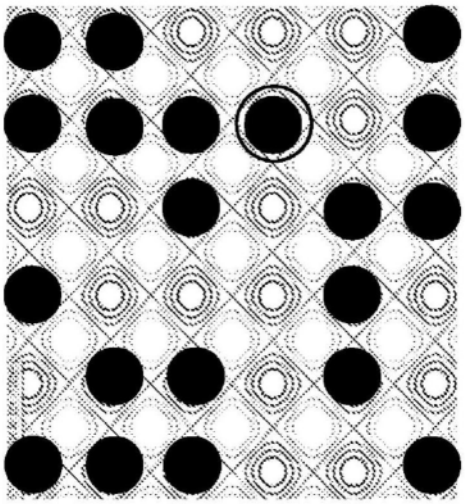


图25E

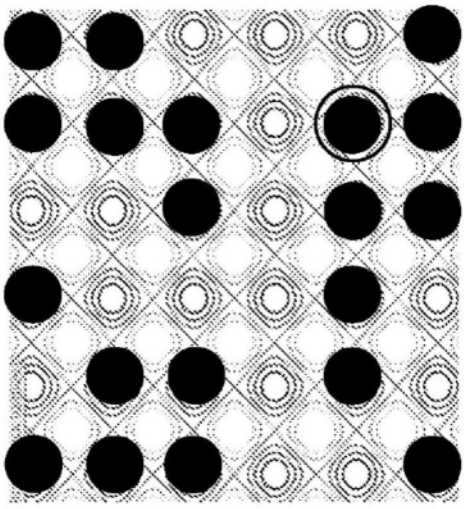


图25F

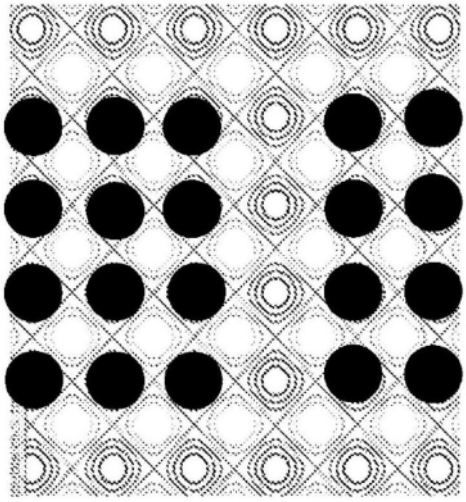


图25G

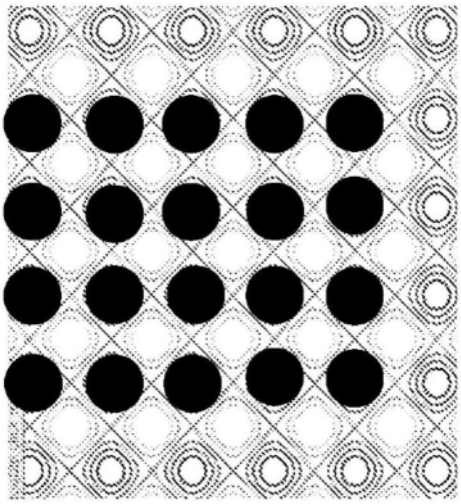


图25H

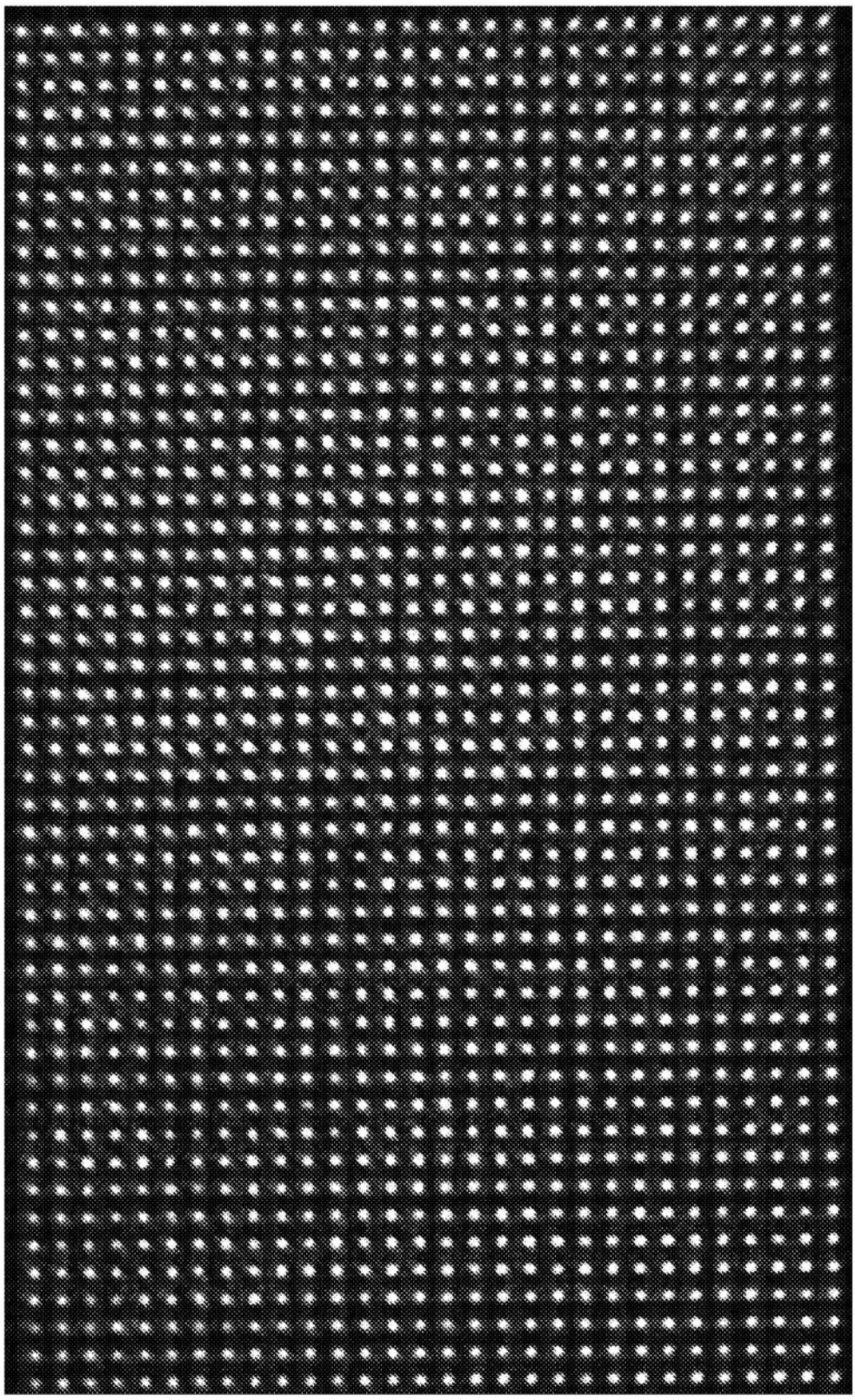


图26

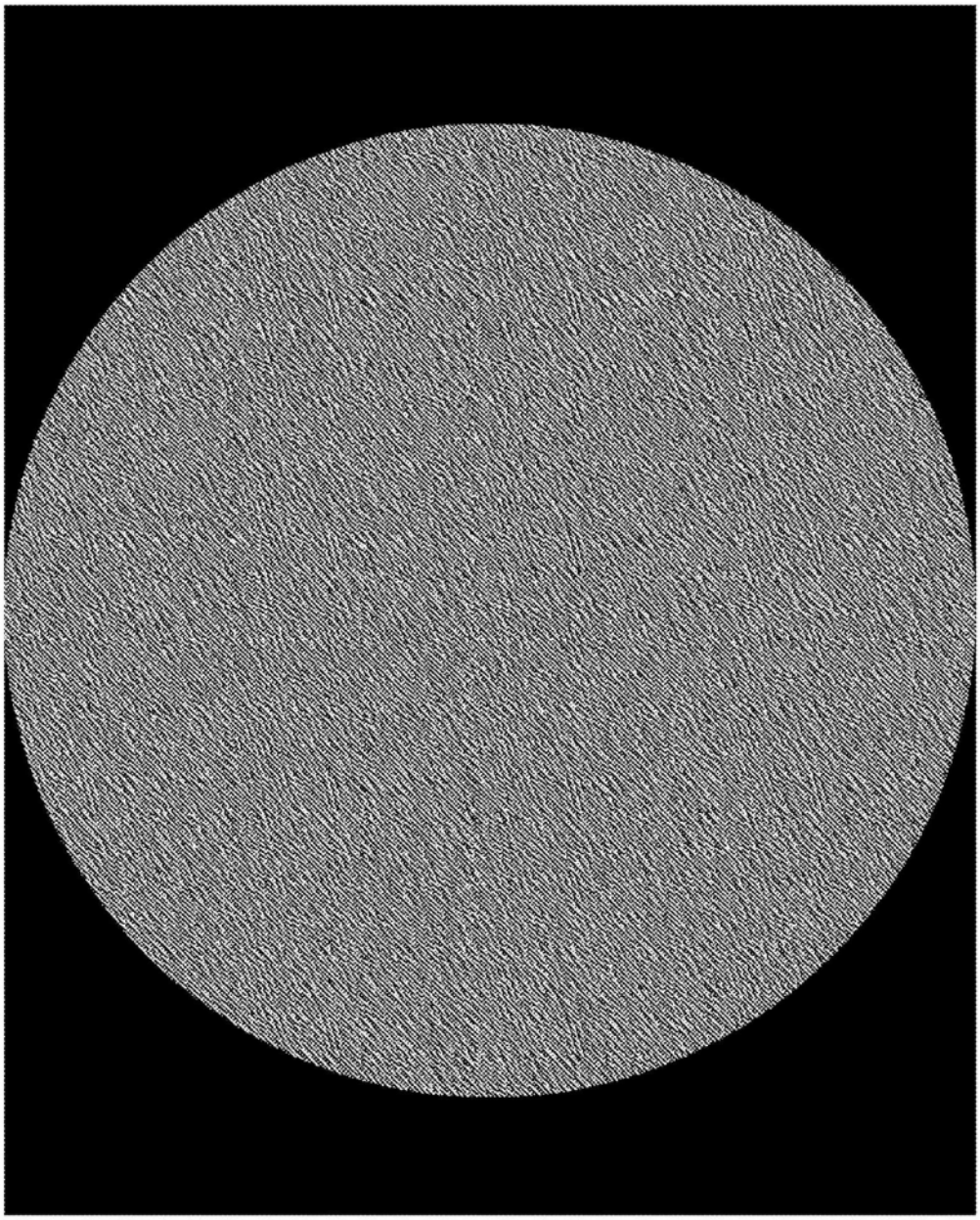


图27