

文章编号: 0253-2239(2004)05-700-5

# 交变电场驱动下三量子点中双电子的动力学\*

刘承师 马本堃

(北京师范大学物理系, 北京 100875)

**摘要:** 采用三点哈巴德模型及弗洛盖定理,研究了交变电场驱动下线形三量子点分子中双电子的动力学行为。由于系统哈密顿量中不包含自旋反转项,所以系统单态和三重态子空间是完全解耦的,可以分开进行讨论。研究表明,自旋三重态九维子空间还可以进一步分解成三个不相耦合的子空间,在每一个子空间中,动力学行为与交变电场驱动的双量子点中双电子的动力学行为相似。对自旋单态 6 维子空间,数值计算还表明,在合适的外加交变电场驱动下,电子在量子点之间的隧穿被抑制,初始局域在一个量子点中的两个电子能够在一定时间内保持其局域状态。

**关键词:** 弗洛盖态; 准能; 局域态; 动态局域化

中图分类号: O471.1 文献标识码: A

## Dynamical Behaviors of Two Electrons Confined in a Line Shape Coupled Three Quantum Dots Driven by an AC Electric Field

Liu Chengshi Ma Benkun

(Department of Physics, Beijing Normal University, Beijing 100875)

(Received 5 December 2002; revised 1 January 2004)

**Abstract:** With the three-site Hubbard model and Floquet theorem, the dynamical behaviors of two electrons confined in a line shape coupled three quantum dots driven by an AC electric field are investigated. The Hamiltonian contains no spin-flip terms, so the singlet and triplet sub-spaces are completely decoupled and can be analyzed separately. The analysis indicates that the nine-dimensional triplet sub-spaces can be divided into three-dimensional sub-spaces with the same direction of spin respectively, and the dynamical behaviors in each three-dimensional sub-space are similar to that of two-electron singlet state in coupled two-quantum dots driven by AC electric field. In the six-dimensional spin singlet sub-space, the calculations show that, for certain combination of frequency and strength of applied AC field, the tunnelling between various configurations can be strongly quenched. Specially, two electrons localized initially in one quantum dot can hold on for a span of time. Using the perturbation approach to solve the Floquet function leads to a detailed understanding of this effect.

**Key words:** Floquet states; quasi-energy; localized state; dynamic localization

## 1 引 言

近年来,被含时外场驱动的介观系统(例如量子点分子<sup>[1]</sup>)动力学性质引起了广泛的关注<sup>[2,3]</sup>,同时超短超快激光技术的发展,也为这种量子系统非线性

性效应的研究提供了前所未有的实验条件<sup>[4~7]</sup>。特别是量子点系统的拉比(Rabi)振荡现象被成功地观察到,使利用交变电场来实现对量子纠缠态的控制成为可能,也进一步激发了对交变电场驱动下耦合量子点动力学行为的研究。研究表明,在合适的交变电场驱动下,电子在量子点之间的隧穿可以被抑制,这种量子现象被称为隧穿的相干湮没(Coherent destruction of tunneling,简称 CDT)。利用这种量

\* 教育部博士点基金(96002703)资助课题。

E-mail: chengshi@mail.jzptt.ln.cn

收稿日期:2002-12-05;收到修改稿日期:2004-01-01

子现象,可以通过调整驱动交变电场,来实现量子隧穿在被抑制和恢复之间的转变,从而实现对纠缠态相干操作,并有可能在量子计算和量子信息处理领域得到应用。

本文采用三点哈巴德(Hubbard)模型,来研究在交变电场驱动下线形三量子点分子中双电子的动力学行为。取三量子点中二电子的 15 种可能分布状态为基矢,可以把系统分成三重态和单态两个子空间来分别讨论。对于三重态子空间,其动力学行为与交变电场驱动的双量子点双电子系统的行为相似。对于单态子空间,求解含时的薛定谔方程,来分析系统在准能交叉点处的动力学性质。应用微扰理论,求解弗洛盖方程,对系统的动力学性质进行分析。

## 2 理论模型

我们研究的线形三量子点分子系统是垂直耦合,且具有准一维结构。其(X,Y)平面上的尺度远小于Z方向,因此系统可以简化为一维问题<sup>[1]</sup>。假定三量子点的距离足够远,从而保证电荷具有很好的离散性,否则当两个量子点相距很近时,就变成一个量子点了,因此动态局域化就没有意义了。同时点间的距离不宜过大,否则会增加电子的退相干效应。为简单起见,假定激光场的频率较低,不能把电子从单量子点的基态激发到激发态,因此在每一个量

子点中只考虑一个单电子能级,并且忽略不同量子点中单电子能级的失谐。系统的哈密顿量可以写成

$$H(t) = \sum_{(\sigma=\uparrow\downarrow)(k=1,2,3)} \lambda(t) d_{\sigma k}^{\dagger} d_{\sigma k} + \sum_{(\sigma=\uparrow\downarrow)(k=1,2)} W(d_{\sigma k}^{\dagger} d_{\sigma k+1} + \text{h. c.}) + \sum_{k=1,2,3} U_1(n_{\uparrow k} n_{\downarrow k} + n_{\downarrow k} n_{\uparrow k}) + \sum_{(\sigma,\sigma')(k=1,2)} U_2 n_{\sigma k} n_{\sigma'k+1}, \quad (1)$$

这里 $\sigma$ 描述电子自旋,可取自旋 $\uparrow$ 与 $\downarrow$ 两个方向; $d_{\sigma k}^{\dagger}$ 和 $d_{\sigma k}$ 分别表示在第 $k$ 号量子点中电子的产生和湮没算符; $W$ 描述电子在最近邻量子点之间隧穿的参量; $U_1$ 和 $U_2$ 分别表示两电子在一个量子点内和相邻两量子点间的相互作用,占据非近邻量子点中两电子之间的相互作用则可忽略; $n_k$ 表示在第 $k$ 号量子点中的电子数。为简化我们的讨论,假定所加的电场为交变电场形成的驻波场,三量子点分子处于驻波场中,并使中间的量子点恰好位于波节,此时电子的能级 $\lambda_{\sigma k}$ 可以写成

$$\lambda_{\sigma k} = (k-2)V \cos \omega t,$$

其中 $V$ 与外加交变电场振幅成正比,描述能级振荡振幅大小,为了方便仍把 $V$ 称为外加交变电场的振幅。双电子在线形三量子点中有 15 种可能的分布状态,如表 1 所示,其中 A,B,C 分别表示量子点的序号,箭头方向表示电子自旋的取向。

Table 1 The electron distributions in three-quantum dot molecules

	1>	2>	3>	4>	5>	6>	7>	8>	9>	10>	11>	12>	13>	14>	15>
A	$\uparrow\downarrow$			$\uparrow$	$\uparrow$	$\downarrow$	$\downarrow$					$\uparrow$	$\uparrow$	$\downarrow$	$\downarrow$
B		$\uparrow\downarrow$		$\uparrow$	$\downarrow$	$\uparrow$	$\uparrow$	$\uparrow$	$\uparrow$	$\downarrow$	$\downarrow$				
C			$\uparrow\downarrow$					$\uparrow$	$\downarrow$	$\uparrow$	$\downarrow$	$\uparrow$	$\downarrow$	$\uparrow$	$\downarrow$

以这些二电子分布状态为基矢,波函数可以在以此基矢的状态空间中展开。定义

$$\begin{aligned} |5'\rangle &= (|5\rangle + |6\rangle)/\sqrt{2}, \\ |6'\rangle &= (|5\rangle - |6\rangle)/\sqrt{2}, \\ |9'\rangle &= (|9\rangle + |10\rangle)/\sqrt{2}, \\ |10'\rangle &= (|9\rangle - |10\rangle)/\sqrt{2}, \\ |13'\rangle &= (|13\rangle + |14\rangle)/\sqrt{2}, \\ |14'\rangle &= (|13\rangle - |14\rangle)/\sqrt{2}. \end{aligned}$$

来代替相应的基矢,组成新的矢量空间。取这样的基矢的好处是,它明显包含了两电子的空间分布和自旋分布。实验已经证明,半导体量子点中的自旋反转的弛豫时间非常长<sup>[12]</sup>,因此哈密顿量(1)式不包含自旋反转项,从而导致单态和三重态子空间是

完全解耦的,可以分别来讨论;另外哈密顿量中不包含空间和自旋的耦合项,因此波函数可以写成空间和自旋波函数直积的形式。在以 $(|4\rangle, |12\rangle, |8\rangle, |6'\rangle, |14'\rangle, |10'\rangle, |7\rangle, |15\rangle, |11\rangle)$ 为基矢的子空间中,系统的哈密顿量 $H(t)$ 可以写成 $9 \times 9$ 矩阵的形式。其中基矢 $(|4\rangle, |12\rangle, |8\rangle)$ 构成自旋向上子空间,而基矢 $(|7\rangle, |15\rangle, |11\rangle)$ 构成自旋向下子空间。在这两个空间中,两电子自旋方向平行,自旋波函数对于交换两个电子是对称的,因此空间波函数对于交换两个电子是反对称的。基矢 $(|6'\rangle, |14'\rangle, |10'\rangle)$ 构成两个电子的自旋方向相反的子空间,空间波函数对于交换两个电子也是反对称的,那么自旋部分的波函数对交换两个电子必须是对称的,以上的基矢构成自旋三重态空间。分析还表明,这三

个子空间是完全解耦的,它们的哈密顿具有相同的形式:

$$H(t) = \begin{bmatrix} U_2 - V\cos\omega t & W & 0 \\ W & 0 & W \\ 0 & W & U_2 - V\cos\omega t \end{bmatrix}, \quad (2)$$

仅需要研究其中一个三维子空间中系统的动力学行为,便可知其它两个三维子空间中系统的动力学性质,下面的讨论以自旋向上子空间( $|4\rangle, |12\rangle, |8\rangle$ )为例来进行。

为了深入了解系统在三重态子空间的动力学性质,有必要与已被深入研究的交变电场驱动下双量子点双电子系统进行类比<sup>[13,14,18]</sup>。后者的基矢 $[|\bar{1}, \bar{1}\rangle, (|\bar{1}, 1\rangle - |1, \bar{1}\rangle)/\sqrt{2}, |1, 1\rangle]$ 构成自旋三重态子空间,而 $[|2, 0\rangle, (|\bar{1}, 1\rangle + |1, \bar{1}\rangle)/\sqrt{2}, |0, 2\rangle]$ 构成自旋单重态子空间。这两个空间是完全解耦的,可以分别讨论。对自旋三重态子空间,其基矢也同时是相应哈密顿量的本征态,本征值恒为 $U_2$ 。而单重态子空间的哈密顿与哈密顿量(2)式具有相类似的形式,因此二者动力学行为相似,其中二量子点的双占据基矢( $|2, 0\rangle, |0, 2\rangle$ )相当于三量子点分子中自旋向上基矢( $|4\rangle, |8\rangle$ ),而二量子点的双占据基矢 $(|\bar{1}, 1\rangle + |1, \bar{1}\rangle)/\sqrt{2}$ 相当于三量子点中自旋向上基矢 $|12\rangle$ 。二者的不同之处是,隧穿参

量相差一个数值因子 $\sqrt{2}$ 倍,另外二量子点哈密顿矩阵中相互作用 $\kappa=U_1-U_2$ 相当于三量子点哈密顿方程(1)的 $U_2$ 。根据与交变电场驱动的双量子点双电子系统的动力学性质的比较,9维三重态子空间有如下的性质:

1) 每个量子点内占据的电子数不超过为1,不因驱动电场的施加而改变,另外,两电子的自旋方向也不因驱动电场的施加而改变;

2) 对自旋向上子空间,动力学性质随驱动交变电场振幅的变化分成两个区域:弱场区和强场区;

3) 对弱驱动场<sup>[13,14]</sup>,在某些准能严格交叉点处,初始状态局域在相邻量子点的两个电子可以永远保持其初始状态;

4) 在强驱动场区域<sup>[18]</sup>,当 $U_2=n\omega$ 时,在 $n$ 阶贝塞尔函数的零点处,系统的动力学性质表现出特殊性,量子状态之间的隧穿得到抑制。

在以 $(|1\rangle, |2\rangle, |3\rangle, |5\rangle, |13'\rangle, |9'\rangle)$ 为基矢所构成的子空间中,基矢 $(|1\rangle, |2\rangle, |3\rangle)$ 其空间部分对于交换两个电子是对称的,因此其自旋部分一定是反对称的。而基矢 $(|5'\rangle, |13'\rangle, |9'\rangle)$ 其自旋部分对于交换两个电子是对称的,因此其空间部分一定是反对称的。因此以上基矢组成自旋单态子空间,系统的哈密顿量 $H(t)$ (1)式可以写成 $6\times 6$ 矩阵的形式

$$\begin{bmatrix} U_1 - 2V\cos\omega t & 0 & 0 & \sqrt{2}W & 0 & 0 \\ 0 & U_1 & 0 & \sqrt{2}W & 0 & \sqrt{2}W \\ 0 & 0 & U_1 + 2V\cos\omega t & 0 & 0 & \sqrt{2}W \\ \sqrt{2}W & \sqrt{2}W & 0 & U_2 - V\cos\omega t & W & 0 \\ 0 & 0 & 0 & W & 0 & W \\ 0 & \sqrt{2}W & \sqrt{2}W & 0 & W & U_2 + V\cos\omega t \end{bmatrix}, \quad (3)$$

由于量子点的大小及其耦合强弱不同,系统的动力学性质将表现出多样性。首先讨论一种简单的情况,即两电子在点内的库仑排斥作用很强,两电子的双占据一个量子点的几率很小的情形,此时两电子之间的相互作用只需考虑点间的相互作用就够了,系统此时可以用有相互作用没有占双据来近似处理。在以双占据基矢 $(|5'\rangle, |13'\rangle, |9'\rangle)$ 构成的子空间中,系统的哈密顿量也可以简化(2)相同的形式,此时交变电场驱动的二量子点双电子问题也可简化成双量子点双电子问题。

对于两电子点内的相互作用 $U_1$ 不是非常大,此时可出现两电子同时处于一个量子点中状态,即所谓的双占据状态构形,那么系统的哈密顿(1)就不能进一步更简化。为了研究这种一般情况下系统的动力学性质,计算了系统的准能及 $P_{\text{min}}^{(n)}$ 随 $V$ 的变化。在计算准能时采用两种方法:1)数值方法,通过对角化一周时间演化因子<sup>[13,14]</sup>;2)微扰方法<sup>[18]</sup>,在足够强交变电场及弱的量子点间的耦合作用下,此时引起电子在量子点之间隧穿作用哈密顿量可当作微扰项来处理,特别是当参量 $U_1=n_1\omega, U_2=n_2\omega$

时,求解弗洛盖方程<sup>[17]</sup>,从而得出准能的解析表达式为

$$\begin{cases} \varepsilon_{1,2} = \pm \sqrt{2W} J_{n_1-n_2}, \\ \varepsilon_{3,4} = \pm W \sqrt{6J_{n_1-n_2}^2 + 2J_{n_2}^2}, \\ \varepsilon_{3,4} = 0, \end{cases} \quad (4)$$

其中, $J_{n_2}$ 和 $J_{n_1-n_2}$ 分别表示 $n_2$ 阶和 $n_1-n_2$ 阶贝塞尔函数。在计算 $P_{\min}^{(n)}$ 时,将波函数在六个基矢中展开,写成: $|\psi(t)\rangle = \sum_{\alpha} C_{\alpha}(t) |\alpha\rangle$ ,是基矢( $\alpha = 1, 2, \dots, 9'$ ),代入薛定谔方程( $\hbar = 1$ )(1.5),

$$i \frac{\partial}{\partial t} |\psi(t)\rangle = H(t) |\psi(t)\rangle, \quad (5)$$

从而我们得到了展开系数 $C_{\alpha}(t)$ 的一阶微分方程:

$$i \frac{\partial}{\partial t} \begin{bmatrix} C_1(t) \\ \dots \\ C_{9'}(t) \end{bmatrix} = H(t) \begin{bmatrix} C_1(t) \\ \dots \\ C_{9'}(t) \end{bmatrix}. \quad (6)$$

取初始状态 $C_n(t) = 1; C_{\alpha}(t) = 0$ ,当 $\alpha \neq n$ 时,用龙格-库达法求解微分方程(6),得到 $C_{\alpha}(t)$ ,求出25个驱动周期 $|C_n(t)|^2$ 的最小值为 $P_{\min}^{(n)}$ ,用 $P_{\min}^{(n)}$ 来反映系统短时间(即25个驱动周期)的动力学行为。如果 $P_{\min}^{(2)} = 1$ 对应两电子短时间可以保持局域态, $P_{\min}^{(2)} = 0$ 对应两电子在短时间不能保持局域态。

取参量 $U_1 = 20, U_2 = 4, W = 1, \omega = 1$ ,计算了准能的数值解、微扰解析解及 $P_{\min}^{(2)}$ 随 $V$ 的变化,结果如图1所示,细线表示准能的微扰解析解;点表示准能的计算值;粗线表示 $P_{\min}^{(2)}$ 。

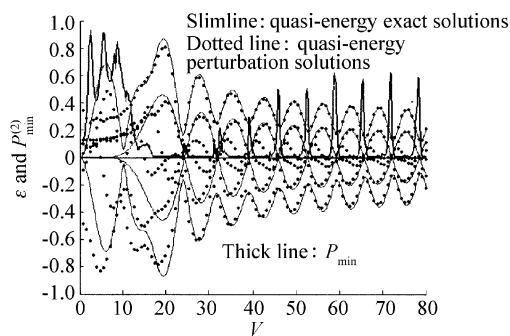


Fig. 1 The dependence of quasi-energies and  $P_{\min}^{(2)}$  as a function of  $V$ , with the parameters:  $U_1 = 20, U_2 = 4, W = 1, \omega = 2$ . The two electrons are located initially in the quantum dot II

比较准能的解析解和数值解可以发现,在驱动电场较强时,二者基本一致,准能随 $V$ 的变化出现一些交叉点(塌陷点)。而在驱动电场较弱时,二者有较大的差别,说明此时哈密顿量中隧穿项不能当作微扰,微扰理论不适用。图1中也可以看出, $P_{\min}^{(2)}$ 随 $V$

的变化出现一些尖锐的峰,这些峰恰好出现在准能的交叉点处,并且可以明显分成两个区域:弱场区和强场区。对弱场区说明,尽管两电子的库仑排斥作用倾向于使两个电子分布在不同的量子点中,但在很小的交变驱动电场作用下,这两种局域状态在短时间内(25个驱动周期)还能够保持。对强场区说明,尽管强交变电场倾向使两个电子占据同一个量子点中,但只有驱动交变电场合适时,这种现象才能发生。

现在利用弗洛盖定理来分析以上出现的动力学现象,当 $U_1 = n_1\omega, U_2 = n_2\omega$ 时,利用弗洛盖态的周期性,激子的零阶准能 $\varepsilon_{1,2,\dots,9'} = 0$ ,相应的弗洛盖态是简并的。在微扰的作用下,不同的弗洛盖态进行跃迁,利用具有周期性广义希尔伯特空间中的简并微扰理论<sup>[18]</sup>,初始局域态 $|2\rangle$ 与其它非局域态的跃迁矩阵元大小分别为

$$P_{2,5'} = P_{2,9'} = \sqrt{2W} J_{n_1-n_2}(V/\omega). \quad (7)$$

所以当强驱动电场满足 $J_{n_1-n_2}(V/\omega) = 0$ 时,局域态 $|2\rangle$ 与其它非局域态的跃迁得到抑制。又根据贝塞尔函数在远点的渐进行为:

$$J_n(x) \approx \sqrt{\frac{2}{\pi x}} \cos\left(x - \frac{\pi}{2}n - \frac{\pi}{4}\right),$$

当 $n_1$ 和 $n_2$ 的奇偶性相同时,交变电场满足 $J_{n_1-n_2}(V/\omega) = 0$ ,准能的微扰解(4) $\varepsilon_{1,2,\dots,9'} = 0$ ,即准能级对 $V$ 的变化也发生交叉,所以在准能的交叉点处初始局域态能够在一点时间内保持。

**总结** 本文采用三点哈巴德模型及弗洛盖定理,研究了交变电场驱动下线形三量子点分子系统中双电子的动力学行为。表明自旋单态和三重态子空间是完全解耦的,可以分别来讨论。在自旋9维三重态子空间,还可以进一步分成三个 $3 \times 3$ 互不耦合子空间。在每一个 $3 \times 3$ 子空间中,其动力学性质与交变电场驱动的双量子点双电子自旋单态子空间的性质相似。对自旋单态子空间,当两电子在量子点内相互作用比较强,量子点中没有双占据时,其动力学性质也与交变电场驱动的双量子点双电子单态子空间的动力学行为相似。对于一般情况,数值计算和理论分析表明,初始处于一个量子点中的两电子将在短时间内保持其初始状态。相信这些计算有助于了解交变电场驱动多电子系统的动力学行为,并有可能在量子计算和量子信息处理中得到应用。而所使用的简单哈巴德模型,可将用来讨论交变电场驱动的多电子多量子点问题。

## 参 考 文 献

- 1 Oosterkamp T H, Fujisawa T F, van der Wiel W G *et al.*. Microwave spectroscopy of a quantum-dot molecule. *Nature*, 1998, **395**(6705):873~876
- 2 Livermore C, Crouch C H, Westervelt R M *et al.*. The Coulomb blockade in coupled quantum dots. *Science*, 1996, **274**(5291):1332~1335
- 3 Schedelbeck G, Wegscheider W, Bichler M *et al.*. Coupled quantum dots fabricated by cleaved edge overgrowth: from artificial atoms to molecules. *Science*, 1997, **278**(5344):1792~1795
- 4 Casati Boris G, Chirikov V, Dimitri L *et al.*. Relevance of classical chaos in quantum mechanics: the hydrogen atom in a monochromatic field. *Phys. Rep.*, 1987, **154**(2):77~123
- 5 Fainshtein A G, Manakov N L, Ovsianikov V D *et al.*. Nonlinear susceptibilities and light scattering on free atoms. *Phys. Rep.*, 1992, **210**(3):111~221
- 6 Kleber M. Exact solutions for time-dependent phenomena in quantum mechanics. *Phys. Rep.*, 1994, **236**(6):331~395
- 7 Grifonic M, Hanggi H. Driven quantum tunneling. *Phys. Rep.*, 1998, **304**(5~6):229~354
- 8 Grossmann F, Dittrich T, Jung P *et al.*. Coherent destruction of tunneling. *Phys. Rev. Lett.*, 1991, **67**(4):516~519
- 9 Grossmann F, Hanggi P. Localization and entanglement of two interacting electrons in a quantum-dot molecule. *Europhys. Lett.*, 1992, **18**(6):776~782
- 10 Peeter F M, Schweigert V A. Two-electron quantum disks. *Phys. Rev. B*, 1995, **53**(3):1468~1474
- 11 Fujisawa T, Austing D G, Tokura T Y *et al.*. Nonequilibrium transport through a vertical quantum dot in the absence of spin-flip energy relaxation. *Phys. Rev. Lett.*, 2002, **88**(23):23680(1~4)
- 12 Zhang P, Zhao X G. Quantum dynamics of a driven double quantum dot. *Phys. Lett. A*, 2000, **271**(5~6):419~428
- 13 Zhang P, Zhao X G. The floquet spectrum and dynamical localization of a two-electron system driven by an alternating-current field. *J. Phys.: Condense Matter*, 2000, **12**(11):2351~2358
- 14 Peres C. Dynamical quasidegeneracies and quantum tunneling. *Phys. Rev. Lett.*, 1991, **67**(1):158
- 15 Shin J Y, Lee H W. Quantum tunneling, dynamical symmetry, and quantum revival. *Phys. Rev. E*, 1996, **53**(4):3096~3100
- 16 Holthaus M Z. The quantum theory of an ideal superlattice responding to far-infrared laser radiation. *Phys. B*, 1992, **59**(2):251~259
- 17 Creffield C E, Platero G. AC-driven localization in a two-electron quantum dot molecule. *Phys. Rev. B*, 2002, **65**(11):11304(1~4)

## 中国光学学会 2004 年学术大会在杭州召开

由中国光学学会主办,浙江大学光电信息工程学系、浙江大学现代光学仪器国家重点实验室、浙江省光学学会共同承办的中国光学学会 2004 年学术大会于 2004 年 4 月 14~16 日在杭州市浙江大学举行。这次被光学学会理事长母国光院士称之为“中国光学界群贤毕至、老少咸集”的学术大会,有包括 15 名“两院”院士在内的千余位光学界专家学者参加,是近十年来中国光学界规模最大的一次盛会。会议收到论文 700 余篇。

开幕式由大会秘书长唐晋发教授主持,大会副主席徐至展院士受会议主席母国光院士委托致开幕词,会议名誉主席王大珩院士通过电视录像预祝本次大会取得圆满成功,浙江省委书记习近平向大会发来贺信,省长吕祖善到会讲话,浙江大学党委书记张浚生代表浙江大学致欢迎词。开幕式后林尊琪院士、郭光灿院士、龚知本院士、王家骥院士和刘旭教授作了精彩的大会特邀报告。

本次学术大会设有 18 个专题分会,在为期 2 天的报告中,会议代表分别就激光技术、量子信息技术、光通信、光电子学等光学科技领域进行了广泛的交流和热烈的讨论,会议期间还举办了中国国际光学·光电子博览会,有近 50 家国内外厂商参展。

这次会议展示了我国光学领域的最新成果,探讨了 21 世纪光学科学与工程技术的发展方向。大会的成功举行进一步提高了我国光学科技的水平,加快了光学产业的科技创新和成果转化。

(马 沂)