Письма в ЖЭТФ, том 124, вып. 1, с. 31 – 37

Оптическая спектроскопия и измерение темпов нагрева иона в планарной ловушке

И. С. Герасин[+1)], *А. М. Русских*[+], *Н. О. Жаднов*[+], *К. С. Кудеяров*[+], *И. В. Шерстов*[*], *И. А. Семериков*[+], *Н. Н. Колачевский*[+]

[+]*Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия*

[*]*Сколковский институт науки и технологий, 121205 Сколково, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 31 мая 2026 г.
После переработки 31 мая 2026 г.
Принята к публикации 2 июня 2026 г.

В данной работе описывается эксперимент по захвату одиночного иона $^{171}\mathrm{Yb}^{+}$ в планарную ловушку Пауля, спектроскопии квадрупольного перехода $|^2S_{1/2}, F = 0\rangle \leftrightarrow |^2D_{3/2}, F = 2\rangle$, наблюдение Раби-осцилляций на этом переходе и измерение секулярных частот. Определены темпы нагрева иона, составившие $\dot{n} = 840 \pm 100$ с$^{-1}$. Данный результат является важной ступенью на пути к масштабируемому ионному квантовому компьютеру.

DOI: 10.7868/S3034576626070059

1. Введение. Ионы, захваченные в ловушки Пауля, в настоящее время рассматриваются как одна из наиболее перспективных платформ для построения универсальных квантовых вычислительных устройств. Это обусловлено, в частности, длительным временем когерентности квантовых состояний [1, 2] и возможностью реализации квантовых операций с высокой точностью, необходимой для отказоустойчивых вычислений [3, 4]. На практике продемонстрированы как однокубитные операции [5], так и двухкубитные запутывающие гейты [6, 7], достигающие точности, достаточной для реализации протоколов коррекции ошибок.

В качестве физических кубитов, как правило, используются пары уровней, связанных переходами, запрещенными в электрическом дипольном приближении. Это могут быть как оптические переходы, например, квадрупольные [8], так и переходы в микроволновом диапазоне между компонентами сверхтонкой структуры уровней [9]. Подавление спонтанного излучения в таких переходах обеспечивает исключительно большое время когерентности, достигающее минутных масштабов и более [10]. Управление оптическими кубитами осуществляется с помощью стабилизированных по фазе лазерных источников, тогда как для микроволновых кубитов часто применяются оптические рамановские переходы, позволяющие реализовать индивидуальную адресацию и связать внутренние степени свободы с коллективными колебательными модами ионов [11, 12]. Кроме того, для манипулирования микроволновыми кубитами в ближнем поле можно использовать микроволновые антенны [13].

В линейных трехмерных ловушках Пауля возможно формирование протяженных ионных цепочек, содержащих более ста частиц, что делает такие системы потенциально пригодными для решения квантовых вычислительных задач [14]. Тем не менее увеличение длины цепочки сопровождается рядом существенных трудностей. Во-первых, уменьшается межионное расстояние, что значительно усложняет задачу индивидуальной адресации. Во-вторых, существенно усложняется спектр коллективных колебательных мод, что приводит к ужесточению требований к управлению динамикой системы при реализации двухкубитных операций [15]. В совокупности эти факторы приводят к тому, что масштабирование числа эффективно управляемых кубитов при сохранении высокой точности операций, низкого уровня декогеренции и достаточной связности остается одной из ключевых проблем в развитии ионных квантовых процессоров [16].

Одним из способов преодоления указанных ограничений является разбиение длинной ионной цепочки на более короткие сегменты. В таких сегментах операции могут выполняться независимо, а передача квантовой информации осуществляется путем контролируемого объединения и разделения подцепочек ионов. Развитие данной идеи привело к предложению архитектуры Quantum Charged Coupled Device

1)e-mail: igerasin@lebedev.ru

(QCCD) [17], в рамках которой ловушка делится на набор функциональных зон [18], предназначенных для различных этапов работы: загрузки, инициализации, выполнения квантовых операций, хранения и считывания. Существенным преимуществом такого подхода является более эффективное использование экспериментальных ресурсов, в частности лазерных систем, за счет транспортировки ионов в область взаимодействия. Это позволяет отказаться от необходимости создания индивидуальных оптических каналов для каждого кубита и тем самым существенно упрощает масштабирование системы.

Архитектура QCCD, как правило, реализуется на базе планарных ловушек Пауля, изготавливаемых с применением технологий микроэлектроники. В таких устройствах удержание ионов осуществляется над поверхностью чипа, представляющего собой диэлектрическую (кристаллический или плавленый кварц, сапфир) либо кремниевую подложку, на которой сформирована система металлических электродов [19, 20]. Геометрия и потенциалы этих электродов обеспечивают создание требуемого удерживающего потенциала. Производство подобных структур опирается на развитые методы фотолитографии, однако сопровождается рядом специфических технологических требований. К ним относятся оптимизация выбора проводящих и изолирующих материалов [21], повышение пробивного напряжения структур [22, 23], а также формирование толстых и качественно контролируемых диэлектрических слоев. Особенностью таких структур является высокое напряжение между электродами ~ 200 В при расстоянии ~ 5 мкм. Важным фактором является уменьшение площади диэлектрика, непосредственно “видимого” ионами, что позволяет снизить влияние наведенных поверхностных зарядов.

В последние годы достигнут существенный прогресс в развитии данного подхода: продемонстрированы эксперименты с крупными ионными регистрами. Так, в работах компании Quantinuum реализована QCCD-архитектура на основе планарных ловушек, обеспечившая управление системой из 98 ионных кубитов [24].

Ранее в России уже выполнялись эксперименты по спектроскопии и определению темпов нагрева иона ^{171}Yb^{+}, в частности, в ФИАН [25, 26]. Однако эти исследования проводились в объемной квадрупольной ловушке Пауля, на основе которой был создан квантовый вычислитель [27, 28]. Захват иона ^{174}Yb^{+} в планарную ловушку был продемонстрирован в Сколтехе [29], однако проведенные эксперименты ограничивались демонстрацией удержания без детальных спектроскопических исследований. В настоящей работе выполнены спектроскопические измерения иона ^{171}Yb^{+} в планарной ловушке. В частности, определен спектральный профиль перехода $|^2S_{1/2}, F = 0\rangle \leftrightarrow |^2D_{3/2}, F = 2\rangle$, записаны осцилляции Раби, а также измерены темпы нагрева иона в данной конфигурации. Полученные результаты представляют собой важный шаг в направлении реализации масштабируемых ионных квантовых процессоров в рамках архитектуры QCCD.

2. Экспериментальная установка. Для захвата и удержания ионов в планарной ловушке была реализована экспериментальная установка, описание которой приводится в данном разделе. В качестве базового элемента использовалась стальная вакуумная камера, оснащенная верхним оптическим портом для регистрации флуоресценции, боковыми окнами для ввода лазерного излучения, а также электрическим вводом на 35 контактов, герметично вваренным в нижний фланец. К контактам ввода с вакуумной стороны подключается переходная печатная плата, на которой разведены сигнальные линии и закреплена планарная ловушка (рис. 1). Для поддержания давления менее 10^{-10} мбар в вакуумной камере установлены неиспаряемые геттерные и магнито-разрядный насосы.

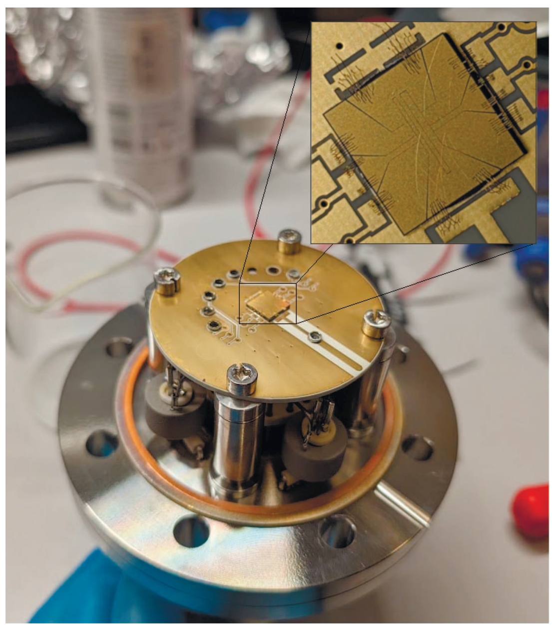

Рис. 1. (Цветной онлайн) Нижний фланец вакуумной камеры с электрическим вводом, установленной на нем переходной платой и планарной ловушкой, показанной на вставке

Над верхним оптическим окном установлен объектив (с большой числовой апертурой $NA = 0.6$), закрепленный на микрометрическом столике, обеспечивающем точную юстировку его положения. За объективом размещена высокочувствительная камера, используемая для регистрации флуоресценции ионов. Возможность тонкой подстройки положения объектива позволяет оптимизировать формирование изображения на матрице камеры.

Планарная ионная ловушка имеет стандартную пятипроводную структуру [30]. Ловушка асимметрична: радиочастотные электроды имеют ширины 210 и 410 мкм, центральный электрод – 240 мкм (рис. 1). Угол между вертикалью и одной из осей собственных колебаний иона составляет 14°. Промежутки между электродами имеют ширину 10 мкм. С каждой стороны ловушки расположено по три электрода, на которые подаются постоянные напряжения для обеспечения аксиального удержания ионов и компенсации паразитных электрических полей. Минимум удерживающего потенциала располагается над поверхностью электродов на высоте 220 мкм. Электроды имеют золотую поверхность и напылены на подложку из нитрида кремния. Подробности про ловушку можно найти в [29].

Испаритель атомов иттербия расположен над печатной платой, подключен к электрическому вводу и направлен на область захвата ионной ловушки. Охлаждающее лазерное излучение распространяется перпендикулярно потоку атомов, что позволяет уменьшить влияние доплеровского уширения при захвате ионов. Пучки на длинах волн 369 нм (охлаждение), 399 нм (фотоионизация) и 935 нм (перекачка) пространственно совмещены и распространяются соосно. Их направление образует угол 45° с осью ловушки. Благодаря асимметрии геометрии электродов ловушки данный пучок имеет проекции на все собственные моды колебаний ионов, что повышает эффективность лазерного охлаждения.

В области удержания ионов при помощи нескольких катушек создается магнитное поле с индукцией $B = 5.9$ Гс, обеспечивающее снятие вырождения по магнитным квантовым числам и дестабилизацию темных состояний, препятствующих эффективному охлаждению частиц [31].

В оптические плечи охлаждающего и перекачивающего излучения включены акустооптические модуляторы (АОМ), используемые для быстрого управления интенсивностью излучения и его частотной подстройки. Кроме того, применяются электрооптические модуляторы (ЭОМ), формирующие дополнительные спектральные компоненты, необходимые для возбуждения переходов между всеми сверхтонкими подуровнями [25].

На DC-электроды ловушки управляющие сигналы подаются через RC π-фильтры с частотой среза порядка 3 кГц, размещенные на переходной плате. Для согласования импеданса радиочастотных электродов планарной ловушки, представляющих собой преимущественно емкостную нагрузку, реализован резонансный трансформатор с рабочей частотой 8.5 МГц [32]. Амплитуда напряжения на электродах ловушки, измеряемая с помощью емкостного делителя, составляет 160 В. Глубина удерживающего потенциала ловушки при таком напряжении составляет 140 мэВ.

Излучение на длине волны 435 нм формируется путем генерации второй гармоники из лазерного излучения на длине волны 871 нм. Излучение на длине волны 871 нм стабилизируется методом фазовой автоподстройки частоты относительно излучения другого опорного лазера из соседней лаборатории [33], привязанного к моде высокостабильного резонатора Фабри–Перо. Такая схема обеспечивает высокую стабильность частоты излучения, необходимую для проведения прецизионных спектроскопических измерений. Перетяжка лазера на длине волны 435 нм составляет порядка 400 мкм. Пучок направлен перпендикулярно оси ловушки вдоль плоскости чипа.

3. Спектроскопия и измерение темпов нагрева иона в планарной ловушке. В описанную выше планарную ловушку были пойманы ионы $^{171}\mathrm{Yb}^+$ (рис. 2). На длине волны 435 нм зарегестрировporван квадрупольный переход $|^2S_{1/2}, F = 0, m_f = 0\rangle \leftrightarrow \leftrightarrow |^2D_{3/2}, F = 2, m_f = 0\rangle$. Форма линии представлена на рис. 3, экспериментальные данные аппрокси-

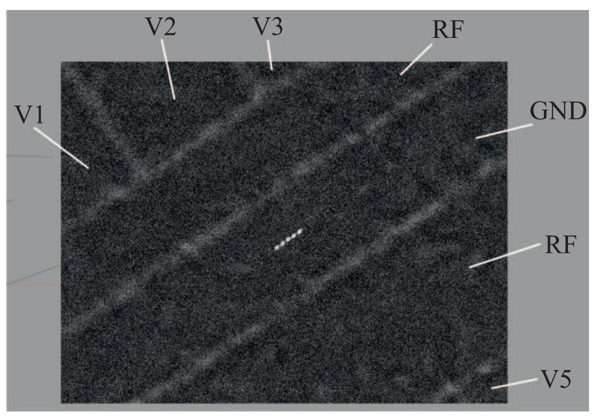

Рис. 2 (Цветной онлайн) Цепочка из пяти ионов, захваченных в планарную ловушку. Изображение структуры электродов планарной ионной ловушки было получено отдельно, изображения захваченной цепочки ионов и электродов были объединены для большей наглядности

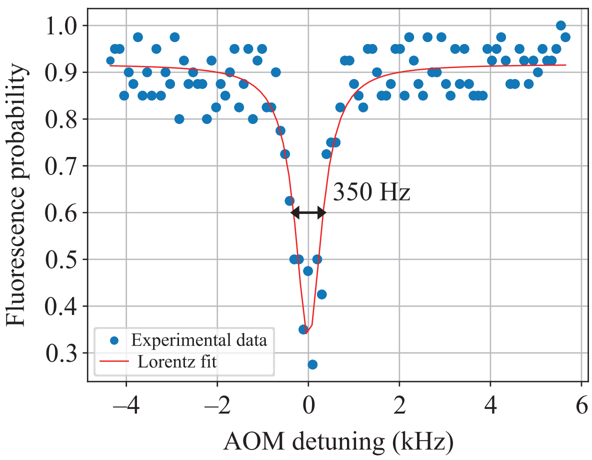

Рис. 3. (Цветной онлайн) Спектральный профиль линии перехода $|^2S_{1/2}, F = 0, m_f = 0\rangle \leftrightarrow |^2D_{3/2}, F = 2, m_f = 0\rangle$. Синие точки – экспериментальные данные, красная кривая – аппроксимация лоренцевским контуром с шириной линии 350 Гц

мировались профилем Лоренца. Спектральная ширина линии составляет 350 Гц и в основном определена фазовыми шумами волокна, через которое проходит опорный лазер на длине волны 871 нм. Время π-импульса $t_\pi \approx 50$ мкс. Также путем наблюдения колебательных боковых полос в спектре были определены радиальные секулярные частоты ловушки: $\{\omega_x, \omega_y\} = 2\pi \times \{1.29, 1.06\}$ МГц.

Темпы нагрева ионов являются важнейшей характеристикой ионных ловушек. Они влияют на достоверность операций [34, 35], а также на эффективность охлаждения в основное колебательное состояние [36]. В основном, нагрев определяется флуктуациями электромагнитного поля в точке локализации иона [37], при этом темпы нагрева, связанные с шумами электромагнитного поля, зависят от расстояния до электродов d как $\sim d^{-3.5}$ [38]. Это особенно важно для планарных ловушек, поскольку в них расстояние от поверхности до иона составляет порядка 10–100 мкм. Для характеризации используемой ловушки нами был проведен эксперимент по измерению темпов нагрева иона в ловушке, протокол эксперимента представлен на рис. 4. Для этого после

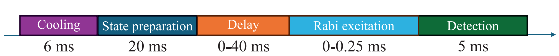

Рис. 4. (Цветной онлайн) Протокол проведения эксперимента по измерению темпов нагрева

процедуры доплеровского охлаждения ион накачивался в основное состояние $|0\rangle$ в течении 20 мс путем выключения ЭОМа, используемого для замыкания цикла охлаждения. Затем вносилась варьируемая задержка, после которой к иону прикладывался спектроскопический импульс переменной длительности для наблюдения осцилляций Раби. Состояние частицы считывалось методом квантовых скачков.

Результаты измерений Раби-осцилляций для различных задержек перед спектроскопическим импульсом представлены на рис. 5a–c. Раби-осцилляции аппроксимировались теоретической моделью [26]. Модель строиться на основании того факта, что частота Раби перехода зависит от начального колебательного числа n и конечного n': $\Omega = \Omega(n, n')$. Предполагая распределение по колебательным уровням иона тепловым в каждой моде и равенство энергий в модах, можно ввести среднее количество колебательных квантов в моде x: $\bar{n}_x$. После модель суммирует вклад от каждой $\Omega(n, n')$ в итоговую кривую с учетом теплового распределения, параметром такой кривой будет служить $\bar{n}_x$. Из аппроксимации экспериментальных данных моделью, были получены средние числа колебательных фононов в моде x в зависимости от задержки перед спектроскопическим импульсом. Измеренная зависимость числа фононов от задержки и ее линейная аппроксимация приведена на рис. 5d. Угловой коэффициент характеризует скорость нагрева ионов в ловушке, которая составила:

$$\dot{n} = 880 \pm 100 \text{ с}^{-1}. \quad (1)$$

Данный метод предполагает, что нагрев иона при наблюдении Раби-осцилляций мал и составляет 880 $\text{с}^{-1} \times 0.25$ мс $= 0.22$, что гораздо меньше, чем количество колебательных квантов иона без задержки (77 фононов). За характерное время двухкубитной операции нагрев составит 880 $\text{с}^{-1} \times 0.5$ мс $= 0.44$, а время одно кубитной операции обычно составляет десятки мкс. Из чего можно сделать вывод, что полученные темпы нагрева достаточны для проведения однокубитной и двухкубитной операции в данной планарной ловушке.

4. Обсуждение и заключение. В настоящей работе представлено первое в России проведение спектроскопии иона $^{171}Yb^+$ в планарной ловушке, измерение секулярных частот и темпов нагрева. Измеренные темпы нагрева являются типичными для планарных ловушек, работающих при комнатных температурах, со схожей геометрией [39, 40]. Существенное снижение темпов нагрева ожидается при переходе к ловушкам с улучшенным качеством поверхности электродов, а также при работе в криогенных условиях. Полученный результат является важным шагом на пути к реализации ионного квантового компьютера на архитектуре QCCD. В дальнейшем планируется осуществить охлаждение в основное ко-

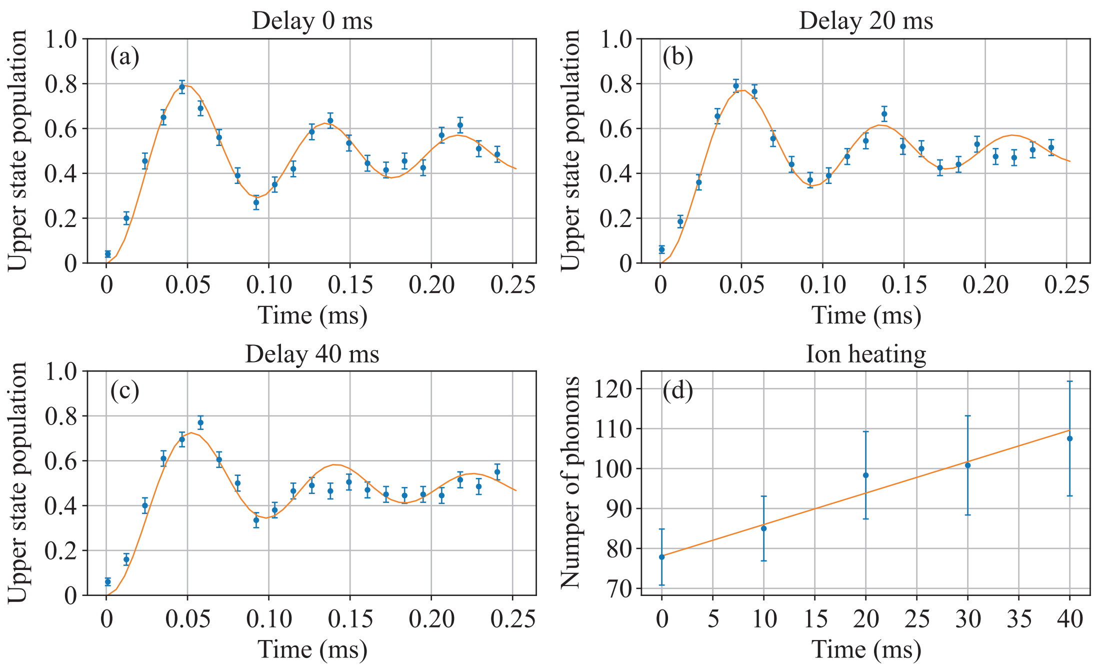

Рис. 5. (Цветной онлайн) Измерение количества колебательных фононов иона в зависимости от задержки. (a)–(c) – Графики осцилляций населенности верхнего уровня перехода от длительности возбуждения для различных задержек возбуждающего импульса; (d) – график зависимости количества колебательных фононов от длительности задержки перед возбуждающим импульсом. Синие точки – экспериментальные данные, оранжевые кривые – аппроксимация

лебательное состояние, провести двухкубитные операции и получить более узкую спектральную линию кубитного перехода за счет компенсации шумов волокна.

Финансирование работы. Данная работа была поддержана госкорпорацией "Росатом" в рамках Дорожной карты по квантовым вычислениям (Договор # 868/1653-Д от "21" августа 2025 года.)

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. C. Langer, R. Ozeri, J. D. Jost, J. Chiaverini, B. DeMarco, A. Ben-Kish, R. B. Blakestad, J. Britton, D. B. Hume, W. M. Itano, D. Leibfried, R. Reichle, T. Rosenband, T. Schaetz, P. O. Schmidt, and D. J. Wineland, "Long-lived qubit memory using atomic ions", Phys. Rev. Lett. **95**, 060502 (2005).
2. M. A. Sepiol, A. C. Hughes, J. E. Tarlton, D. P. Nadlinger, T. G. Ballance, C. J. Ballance, T. P. Harty, A. M. Steane, J. F. Goodwin, and D. M. Lucas, "Probing qubit memory errors at the part-per-million level", Phys. Rev. Lett. **123**, 110503 (2019).
3. D. Gottesman, "Theory of fault-tolerant quantum computation", Phys. Rev. A **57**, 127 (1998).
4. R. Raussendorf and J. Harrington, "Fault-tolerant quantum computation with high threshold in two dimensions", Phys. Rev. Lett. **98**, 190504 (2007).
5. T. P. Harty, D. T. C. Allcock, C. J. Ballance, L. Guidoni, H. A. Janacek, N. M. Linke, D. N. Stacey, and D. M. Lucas, "High-fidelity preparation, gates, memory, and readout of a trapped-ion quantum bit", Phys. Rev. Lett. **113**, 220501 (2014).
6. J. P. Gaebler, T. R. Tan, Y. Lin, Y. Wan, R. Bowler, A. C. Keith, S. Glancy, K. Coakley, E. Knill, D. Leibfried, and D. J. Wineland, "High-fidelity universal gate set for $^9Be^+$ ion qubits", Phys. Rev. Lett. **117**, 060505 (2016).
7. R. Srinivas, S. Burd, H. Knaack, R. Sutherland, A. Kwiatkowski, S. Glancy, E. Knill, D. Wineland, D. Leibfried, A. C. Wilson, D. T. C. Allcock, and D. H. Slichter, "High-fidelity laser-free universal control of trapped ion qubits", Nature **597**(7875), 209 (2021).
8. H. C. Nägerl, C. Roos, D. Leibfried, H. Rohde, G. Thalhammer, J. Eschner, F. Schmidt-Kaler, and R. Blatt, "Investigating a qubit candidate: Spectroscopy on the $S_{1/2}$ to $D_{5/2}$ transition of a trapped calcium ion in a linear paul trap", Phys. Rev. A **61**, 023405 (2000).
9. C. Monroe, D. M. Meekhof, B. E. King, W. M. Itano, and D. J. Wineland, "Demonstration of a fundamental quantum logic gate", Phys. Rev. Lett. **75**, 4714 (1995).
10. Y. Wang, M. Um, J. Zhang, S. An, M. Lyu, J.-N. Zhang, L.-M. Duan, D. Yum, and K. Kim,

"Singlequbit quantum memory exceeding ten-minute coherence time", **11**(10), 646 (2017).

11. H. C. Nägerl, D. Leibfried, H. Rohde, G. Thalhammer, J. Eschner, F. Schmidt-Kaler, and R. Blatt, "Laser addressing of individual ions in a linear ion trap", Phys. Rev. A **60**, 145 (1999).
12. D. J. Wineland, C. Monroe, W. M. Itano, D. Leibfried, B. E. King, and D. M. Meekhof, "Experimental issues in coherent quantum-state manipulation of trapped atomic ions", J. Res. Natl. Inst. Stand. Technol. **103**(3), 259 (1998).
13. I. Gerasin, I. Semerikov, and W. Zhang, "Surface ion trap for fast microwave gates", Chips **4**(4), 41 (2025).
14. G. Pagano, P. Hess, H. Kaplan, W. Tan, P. Richerme, P. Becker, A. Kyprianidis, J. Zhang, E. Birckelbaw, M. Hernandez, Y. Wu, and C. Monroe, "Cryogenic trapped-ion system for large scale quantum simulation", Quantum Science and Technology **4**(1), 014004 (2018).
15. P. H. Leung and K. R. Brown, "Entangling an arbitrary pair of qubits in a long ion crystal", Phys. Rev. A **98**(3), 032318 (2018).
16. C. D. Bruzewicz, J. Chiaverini, R. McConnell, and J. M. Sage, "Trapped-ion quantum computing: Progress and challenges", Appli. Phys. Rev. **6**(2), 021314 (2019).
17. D. Kielpinski, C. Monroe, and D. J. Wineland, "Architecture for a large-scale ion-trap quantum computer", Nature **417**(6890), 709 (2002).
18. J. Britton, D. Leibfried, J. Beall, R. Blakestad, J. Wesenberg, and D. Wineland, "Scalable arrays of rf paul traps in degenerate Si", Appl. Phys. Lett. **95**(17), 173102 (2009).
19. S. Seidelin, J. Chiaverini, R. Reichle et al.(Collaboration), "Microfabricated surface-electrode ion trap for scalable quantum information processing", Phys. Rev. Lett. **96**(25), 253003 (2006).
20. M. D. Hughes, B. Lekitsch, J. A. Broersma, and W. K. Hensinger, "Microfabricated ion traps", Contemporary. Phys. **52**(6), 505 (2011).
21. Z. D. Romaszko, S. Hong, M. Siegele, R. K. Puddy, F. R. Lebrun-Gallagher, S. Weidt, and W. K. Hensinger, "Engineering of microfabricated ion traps and integration of advanced on-chip features", Nat. Rev. Phys. **2**(6), 285 (2020).
22. R. Sterling, M. Hughes, C. Mellor, and W. Hensinger, "Increased surface flashover voltage in microfabricated devices", Appl. Phys. Lett. **103**(14), 143504 (2013).
23. J. M. Wilson, J. N. Tilles, R. A. Haltli, E. Ou, M. G. Blain, S. M. Clark, and M. C. Revelle, "*In situ* detection of RF breakdown on microfabricated surface ion traps", J. Appl. Phys. **131**(13), 134401 (2022).
24. A. Ransford, M. Allman, J. Arkinstall et al. (Collaboration), "Helios: A 98-qubit trapped-ion quantum computer", arXiv preprint arXiv:2511.05465 (2025).
25. I. V. Zalivako, I. A. Semerikov, A. S. Borisenko, M. D. Aksenov, K. Y. Khabarova, and N. N. Kolachevsky, "Experimental study of the optical qubit on the 435-nm quadrupole transition in the $^{171}Yb^{+}$ ion", JETP Lett. **114**(2), 59 (2021).
26. N. V. Semenin, A. S. Borisenko, I. V. Zalivako, I. A. Semerikov, M. D. Aksenov, K. Y. Khabarova, and N. N. Kolachevsky, "Determination of the heating rate and temperature of an ion chain in a linear paul trap by the dephasing of rabi oscillations", JETP Lett. **116**(2), 77 (2022).
27. M. Aksenov, I. Zalivako, I. Semerikov, A. Borisenko, N. Semenin, P. Sidorov, A. Fedorov, K. Y. Khabarova, and N. Kolachevsky, "Realizing quantum gates with optically addressable $^{171}Yb^{+}$ ion qudits", Phys. Rev. A, **107**(5), 052612 (2023).
28. A. S. Nikolaeva, I. V. Zalivako, A. S. Borisenko, N. V. Semenin, K. P. Galstyan, A. E. Korolkov, E. O. Kiktenko, K. Y. Khabarova, I. A. Semerikov, A. K. Fedorov, and N. N. Kolachevsky, "Scalable improvement of the generalized toffoli gate realization using trappedion-based qutrits", Phys. Rev. Lett. **135**(6), 060601 (2025).
29. T. S. Abbasov, I. A. Stolyarov, D. S. Chuchelov, M. I. Vaskovskaya, S. A. Zibrov, N. L. Kvashnin, P. V. Borisyuk, and I. V. Sherstov, "Design, modeling, and experimental realization of a surface ion trap for $^{174}Yb^{+}$", Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. **90**(8), 1 (2026).
30. J. Chiaverini, R. B. Blakestad, J. Britton, J. D. Jost, C. Langer, D. Leibfried, R. Ozeri, and D. J. Wineland, "Surface-electrode architecture for ion-trap quantum information processing", Quantum Information and Computation **5**(6), 419 (2005).
31. T. Lindvall, M. Merimaa, I. Tittonen, and A. Madej, "Dark-state suppression and optimization of laser cooling and fluorescence in a trapped alkalineearth-metal single ion", Physical Review A–Atomic, Molecular, and Optical Physics **86**(3), 033403 (2012).
32. N. Batra, S. Panja, S. De, A. Roy, S. Majhi, S. Yadav, and A. Sen Gupta, "Design and construction of a helical resonator for delivering radio frequency to an ion trap", MAPAN **32**(3), 193 (2017).
33. K. Galstyan, I. Zalivako, D. Kryuchkov, and N. Kolachevsky, "Injection locking for spectral filtering of the addressing laser for optical qubits in $^{171}Yb^{+}$ ions", Radiophys. Quantum Electronics **67**(1), 13 (2024).
34. A. Sørensen and K. Mølmer, "Entanglement and quantum computation with ions in thermal motion", Phys. Rev. A **62**(2), 022311 (2000).
35. C. Baldwin, B. Bjork, M. Foss-Feig, J. Gaebler, D. Hayes, M. Kokish, C. Langer, J. Sedlacek, D. Stack, and G. Vittorini, "High-fidelity light-shift gate for clockstate qubits", Phys. Rev. A **103**(1), 012603 (2021).

36. J. Eschner, G. Morigi, F. Schmidt-Kaler, and R. Blatt, "Laser cooling of trapped ions", J. Opt. Soc. Am. B **20**(5), 1003 (2003).
37. Q. A. Turchette, Kielpinski, B. E. King, D. Leibfried, D. M. Meekhof, C. J. Myatt, M. A. Rowe, C. A. Sackett, C. S. Wood, W. M. Itano, C. Monroe, and D. J. Wineland, "Heating of trapped ions from the quantum ground state", Phys. Rev. A **61**(6), 063418 (2000).
38. L. Deslauriers, S. Olmschenk, D. Stick, W. Hensinger, J. Sterk, and C. Monroe, "Scaling and suppression of anomalous heating in ion traps", Phys. Rev. Lett. **97**(10), 103007 (2006).
39. J. J. McLoughlin, A. H. Nizamani, J. D. Siverns, R. C. Sterling, M. D. Hughes, B. Lekitsch, B. Stein, S. Weidt, and W. K. Hensinger, "Versatile ytterbium ion trap experiment for operation of scalable ion-trap chips with motional heating and transition-frequency measurements", Physical Review A–Atomic, Molecular, and Optical Physics **83**(1), 013406 (2011).
40. D. A. Hite, Y. Colombe, A. C. Wilson, K. R. Brown, U. Warring, R. Jördens, J. D. Jost, K. S. McKay, D. P. Pappas, D. Leibfried, and D. J. Wineland, "100-fold reduction of electric-field noise in an ion trap cleaned with in situ argon-ion-beam bombardment", Phys. Rev. Lett. **109**(10), 103001 (2012).