Письма в ЖЭТФ, том 123, вып. 9, с. 659 – 666

Вертикальное перемещение ионов в планарной ловушке Пауля: эскалатор и элеватор

А. Русских[+], *Н. Жаднов*[+*1)]

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

[*]*Российский квантовый центр, 143025 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 26 февраля 2026
После переработки 3 апреля 2026 г.
Принята к публикации 8 апреля 2026 г.

Планарные ионные ловушки, способные удерживать и контролировать десятки ионных кубитов, стали ведущей платформой для создания квантовых процессоров с высоким квантовым объемом. В основе этих устройств лежит архитектура QCCD, в которой набор зон удержания объединен транспортной сетью на чипе: ионные цепочки перемещаются между зонами, что обеспечивает полную связность кубитов за счет их физического переноса в плоскости чипа. Возможность перемещать ионы перпендикулярно этой плоскости открывает ряд дополнительных возможностей – управление взаимодействием ионов с лазерным излучением, систематическое исследование механизмов поверхностного нагрева и прецизионное совмещение иона с модой внешнего оптического резонатора. В настоящей работе предложен "эскалатор" – геометрически оптимизированная переходная область между планарными ловушками с различной высотой удержания, – который, насколько нам известно, ранее не предлагался. Для сравнения также проведен анализ двух конфигураций известного метода "элеватор", позволяющего динамически смещать нуль радиочастотного поля за счет подачи дополнительного напряжения на электроды. Оба подхода обеспечивают почти двукратное изменение высоты удержания иона над поверхностью чипа.

DOI: 10.7868/S3034576626050098

1. Введение. Успехи последних лет в масштабировании ионных квантовых компьютеров [1] во многом обусловлены реализацией архитектуры QCCD (Quantum Charge-Coupled Device) [2], а именно – модульной структурой ловушки, выполнением логических операций за счет перемещения ионов между ловушками и функциональной дифференциацией зон удержания [3, 4]. Эти методы позволили продемонстрировать наиболее сложные на сегодняшний день квантовые алгоритмы [5]. Планарные ловушки Пауля [6] особенно хорошо подходят для архитектуры QCCD, поскольку позволяют формировать сложные сети связанных зон удержания и обеспечивают контролируемый транспорт ионных цепочек по планарной подложке.

На сегодняшний день многие работы посвящены моделированию и экспериментальной реализации транспорта ионов в плоскости, параллельной поверхности чипа, включая челночное перемещение ионов вдоль оси ловушки [7, 8], проведение через перекрестки [9, 10] и обмен позициями (SWAP) [11]. В настоящей работе мы рассматриваем вертикальное перемещение ионов. Исследования внеплоскостного транспорта в планарных ловушках Пауля проводились для точечных ловушек [12], линейных ловушек [13, 14] и вертикально-линейных ловушек [15]. Введение третьей пространственной степени свободы открывает ряд преимуществ:

1. *Управление взаимодействием с лазерным и микроволновым излучением.* Вертикальный транспорт позволяет избирательно перемещать ионы в фокус или из фокуса глобальных лазерных пучков, обеспечивая операции, специфичные для различных зон (например, зона памяти или зона взаимодействия). Приближение иона к поверхности чипа также существенно усиливает его взаимодействие с интегрированными микроволновыми антеннами, способствуя выполнению высокоточных квантовых гейтов [16].

2. *Совмещение с модой внешнего оптического резонатора:* Прецизионное позиционирование необходимо для максимизации связи между ионом и модой внешнего оптического резонатора [17, 18] – ключевого требования для фотонных интерконнектов в квантовых сетях и многоядерных процессорах. Такая связь позволя-

1)e-mail: nik.zhadnov@gmail.com

ет выполнять квантовые операции между различными ионными цепочками (расположенными на одном чипе или на разных) через общую моду резонатора [19], что принципиально требует совмещения нескольких ионов вдоль оси резонатора. Поскольку моды резонатора, как правило, ориентированы параллельно поверхности чипа, точное управление вертикальным положением иона является необходимым. Ион должен быть помещен в центральную пучность стоячей оптической волны с субволновой точностью для максимизации скорости когерентной связи, которая зависит от локальной напряженности электрического поля.

3. *Исследование и подавление поверхностного шума.* Возможность варьирования расстояния ион–поверхность *in situ* предоставляет прямой метод исследования шума электрического поля и его источников [20]. Увеличение высоты удержания (например, в зоне памяти) позволяет снизить декогеренцию колебательного состояния.

Высота удержания в планарной ионной ловушке определяется главным образом шириной радиочастотных (РЧ)-электродов (обычно обозначаемых b и c) и центрального заземленного электрода (a) [21]. Хотя постоянное (DC) напряжение способно сместить ион, это, как правило, приводит к избыточному микродвижению и сопутствующему нагреву [22]. Поэтому вертикальное перемещение иона требует сдвига минимума РЧ-псевдопотенциала (нуля РЧ-поля).

Теоретически и экспериментально продемонстрировано несколько методов вертикального транспорта ионов. Основной подход основан на динамическом управлении РЧ-потенциалами для смещения нуля РЧ-поля. Это достигается подачей регулируемого РЧ- напряжения на центральный электрод, что позволяет варьировать расстояние ион–поверхность h в широком диапазоне 50–150 мкм [14]. Аналогичный принцип управления РЧ-потенциалами на сегментированных центральных электродах или РЧ-шинах также обеспечивает вертикальное позиционирование, допуская перемещение ионов на масштабах десятков микрометров [13, 23]. Альтернативный метод использует центрально-симметричную конфигурацию РЧ-электродов для формирования главной оси удержания, перпендикулярной поверхности чипа [15]. В этой конструкции вертикальное перемещение было реализовано в диапазоне 50–300 мкм с помощью DC-электродов.

В настоящей работе предложен и исследован новый метод вертикального транспорта ионов в планарных ловушках: соединение двух планарных ловушек с различными высотами удержания через геометрически оптимизированную переходную область. Этот подход, названный “эскалатором”, не требует дополнительного управления РЧ-напряжениями и геометрически разделяет ионный чип на зоны с различными уровнями удержания. Насколько нам известно, данный метод ранее не предлагался и не исследовался. Для полноты картины мы также представляем сравнительный анализ двух конфигураций подхода “элеватор” – динамического смещения нуля РЧ-поля за счет дополнительных напряжений на электродах, – который уже был реализован экспериментально [14], но, насколько нам известно, не анализировался систематически для различных геометрий электродов. Обе концепции представлены на рис. 1.

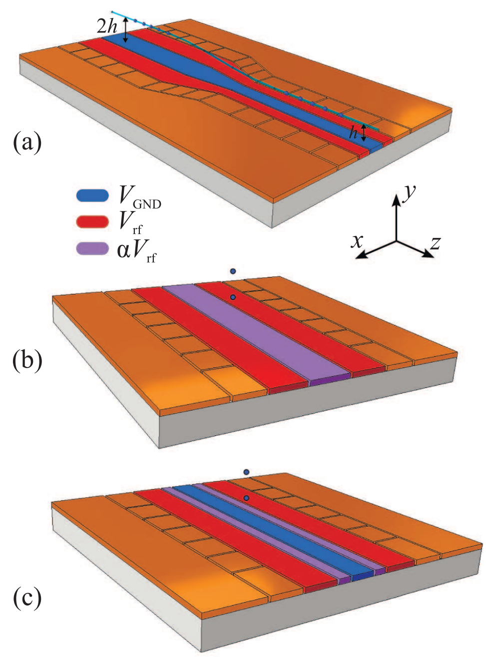

Рис. 1. (Цветной онлайн) Конфигурации планарных ионных ловушек для вертикального позиционирования ионов. (a) – Эскалатор: переходная область соединяет две зоны удержания с двукратным различием высот; синяя линия показывает траекторию иона при транспортировке. (b) – Элеватор с управляемым РЧ-напряжением αV_{rf}, подаваемым на центральный электрод. (c) – Элеватор с управляемым РЧ-напряжением αV_{rf}, подаваемым на сегменты центрального электрода. Два положения иона, соответствующие различным управляющим напряжениям, показаны на (b) и (c)

2. Эскалатор на ионном чипе. Конструкция ловушки, показанная на рис. 1a, не обладает пятипроводной симметрией обычной линейной планарной ловушки, что приводит к появлению потенциальных барьеров и искажений псевдопотенциала ловушки Пауля. Аналогичная проблема возникает для других элементов планарных линейных ловушек Пауля, таких как загрузочные отверстия и различные типы перекрестков. Обычно проблема решается тщательным формированием форм электродов. Стандартная стратегия для планарных перекрестков заключается в замене прямой границы между центральным заземленным электродом и РЧ-шинами на сегментированный оптимизированный контур, определяемый при помощи численного моделирования псевдопотенциала, с целью обеспечения плавного транспорта ионов с минимальным нагревом [24–26]. В последующих разделах мы распространяем этот подход на проектирование и оптимизацию перехода типа "эскалатор", обеспечивающего адиабатический транспорт ионов через двукратный перепад высот с минимальным возбуждением.

2.1. Начальный дизайн эскалатора. Для создания пары соединенных ловушек с различными высотами удержания сначала были выбраны размеры электродов ловушек и длина соединения. В качестве характерного примера во всей работе рассматривается ион $^{171}\mathrm{Yb}^{+}$ при $V_{\mathrm{rf}} = 100\,\mathrm{В}$ и $\Omega_{\mathrm{rf}} = 2\pi \times 20\,\mathrm{МГц}$. Первая зона удержания имеет ширину электродов $a_1 = 80\,\mathrm{мкм}$ и $b_1 = 65\,\mathrm{мкм}$, что дает радиальную секулярную частоту $\omega_{\mathrm{sec}} \approx 2.4\,\mathrm{МГц}$, высоту удержания $h_1 = 71\,\mathrm{мкм}$ и глубину ловушки $\approx 70\,\mathrm{мэВ}$ – параметры, типичные для современных планарных ионных ловушек [27].

Нарушение трансляционной симметрии вблизи зоны соединения ловушек создает псевдопотенциальные барьеры на траектории иона из одной ловушки в другую, как показано на рис. 2a. На втором шаге были оптимизированы геометрия электродов второй ловушки и ширина соединения (см. Приложение). Выбранная ширина соединения составляет $D = 300\,\mathrm{мкм}$. Для оптимизированной второй ловушки параметры псевдопотенциала составляют: высота удержания 141 мкм, радиальные секулярные частоты $\omega_s \approx 0.5\,\mathrm{МГц}$ и глубина ловушки $\approx 22\,\mathrm{мэВ}$.

2.2. Оптимизация соединения. Транспортировка иона через область эскалатора может привести к возбуждению его колебательного состояния, увеличению колебательного квантового числа n и снижению эффективности транспортировки – оба эффекта вредны для квантовых логических операций. Существуют две категории механизмов нагрева. Первая – неадиабатическое возбуждение: если потенциальная яма DC-электродов смещается быстрее, чем ион успевает за ней следовать, ион отстает от мгновенного минимума потенциала и приобретает избыточную колебательную энергию. Псевдопотенциальные барьеры на траектории иона усиливают этот эффект, создавая резкие изменения потенциального ландшафта. Количественная оценка неадиабатического нагрева требует задания конкретного протокола транспортировки (форм сигналов на электродах и временно́й диаграммы) и выходит за рамки настоящей работы; тем не менее снижение высоты барьеров ослабляет требования к скорости транспортировки и форме управляющих сигналов.

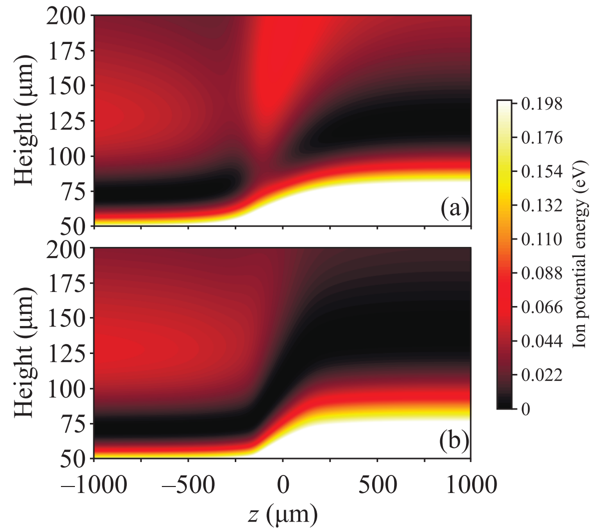

Рис. 2. (Цветной онлайн) Распределение псевдопотенциала вдоль оси транспортировки. (a) – Неоптимизированное соединение двух зон удержания с различными высотами. (b) – Оптимизированный переход после всех процедур оптимизации с десятикратным снижением псевдопотенциального барьера

Вторая категория – шумы электрического поля. Поверхностный шум (патч-потенциалы, шум Джонсона) зависит главным образом от расстояния ион–поверхность и слабо зависит от формы электродов планарной ловушки. Напротив, шум РЧ-напряжения на спектральных частотах вблизи $\Omega_{\mathrm{rf}} - \omega_z$ связывается с движением иона через градиент псевдопотенциала: скорость нагрева пропорциональна $(\partial\psi/\partial z)^2 S_{V_{\mathrm{N}}}(\Omega_{\mathrm{rf}} - \omega_z)$ [20, 28]. Этот вклад может быть подавлен минимизацией псевдопотенциала и его градиента вдоль пути иона.

Для этого мы конструируем многокритериальную целевую функцию [24] и оптимизируем форму границы электродов. Определим четыре целевые функции, характеризующие различные аспекты распределения псевдопотенциала:

$$
\begin{aligned}
F_1 &= \int_{-l}^{l} \psi(y|_{\psi_{\min}}) dz, \\
F_2 &= \max\left(\psi(y|_{\psi_{\min}})\right), \\
F_3 &= \int_{-l}^{l} \left| \frac{\partial \psi(y|_{\psi_{\min}})}{\partial z} \right| dz, \\
F_4 &= \max\left(\left| \frac{\partial \psi(y|_{\psi_{\min}})}{\partial z} \right| \right),
\end{aligned} \tag{1}
$$

где ψ – псевдопотенциал, $l = 1000$ мкм определяет размер расчетной области, а $y|_{\psi_{\min}}$ обозначает вертикальную координату минимума псевдопотенциала в плоскости x–y при заданном z. F_1 и F_3 характеризуют интегральные (средние) значения псевдопотенциала и его градиента, тогда как F_2 и F_4 – их пиковые значения. На основе этих четырех функций строится многокритериальная целевая функция:

$$
F_0 = \sum_{i=1}^{4} \sigma_i \frac{F_i}{F_i^{\text{norm}}}, \tag{2}
$$

где σ_i – весовые коэффициенты, F_i^{norm} – нормировочные множители. Как правило, нормировочные константы выбираются равными значениям, полученным при раздельной минимизации каждой функции F_i. Весовые коэффициенты были подобраны вручную с учетом относительной важности каждой целевой функции для улучшения общей производительности. Оптимизируемые параметры – это x-координаты набора точек вдоль границ РЧ- и центрального электродов в диапазоне от $-D$ до D (где D – ширина переходной зоны), как показано на рис. 3.

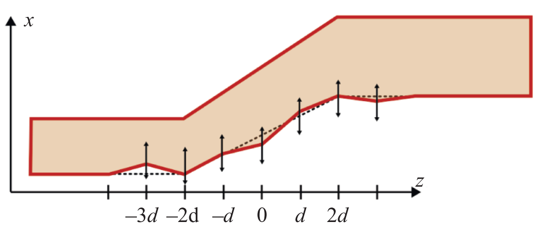

Рис. 3. (Цветной онлайн) Контрольные точки вдоль границы РЧ-электрода в переходной области. При оптимизации каждая точка перемещается по x, а координата z остается фиксированной. Противоположная граница РЧ-электрода строится зеркально; граница центрального электрода поддерживает постоянный зазор

Параметры моделирования V_{peak}, ω_{rf}, масса и заряд иона соответствуют описанным выше. Граница электрода была дискретизирована 34 контрольными точками (с шагом ≈ 9 мкм), что легко совместимо с возможностями фотолитографии.

Двухэтапный процесс оптимизации включал:

1. Раздельную оптимизацию: каждая целевая функция (F_1–F_4) минимизировалась отдельно для определения нормировочных коэффициентов, обеспечивающих сопоставимое масштабирование в многокритериальной целевой функции;

2. Оптимизацию взвешенной суммы: составная целевая функция минимизировалась с эмпирически подобранными весами σ_i.

Оптимизация выполнялась с использованием алгоритма Нелдера–Мида. Оптимизированный дизайн показан на рис. 4. Десятикратное снижение псевдопотенциального барьера (рис. 5) было достигнуто при смещениях контрольных точек менее 20 мкм, что свидетельствует о том, что даже умеренное формирование электродов достаточно для создания плавного эскалаторного перехода. Градиент псевдопотенциала вдоль пути иона был уменьшен более, чем в 30 раз, что соответствует почти тысячекратному подавлению скорости нагрева, обусловленного шумом РЧ-напряжения. Поскольку псевдопотенциал пропорционален $V_{\text{rf}}^2/(m\,\Omega_{\text{rf}}^2)$, а геометрия входит лишь через безразмерные отношения ширин электродов, полученные результаты могут быть перенесены на другие размеры ловушек и сорта ионов.

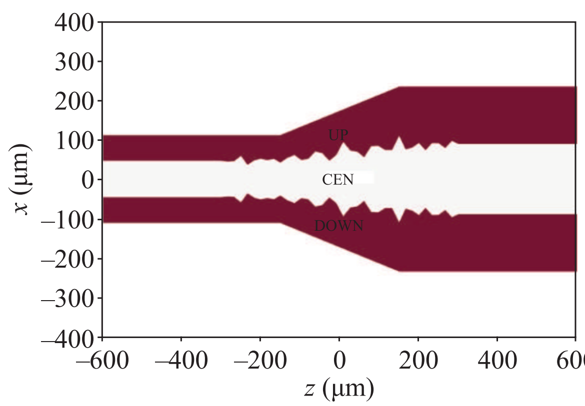

Рис. 4. (Цветной онлайн) Оптимизированная геометрия электродов переходной области эскалатора

3. Ионный элеватор на чипе. Подход “элеватор” – смещение нуля РЧ-поля по вертикали за счет модификации распределения РЧ-потенциала – был продемонстрирован экспериментально [13, 14]. Здесь мы представляем аналитическое сравнение двух конфигураций элеватора на общей геометрии, дополняющее приведенный выше анализ эскалатора. В отличие от эскалатора, элеватор не требует измене-

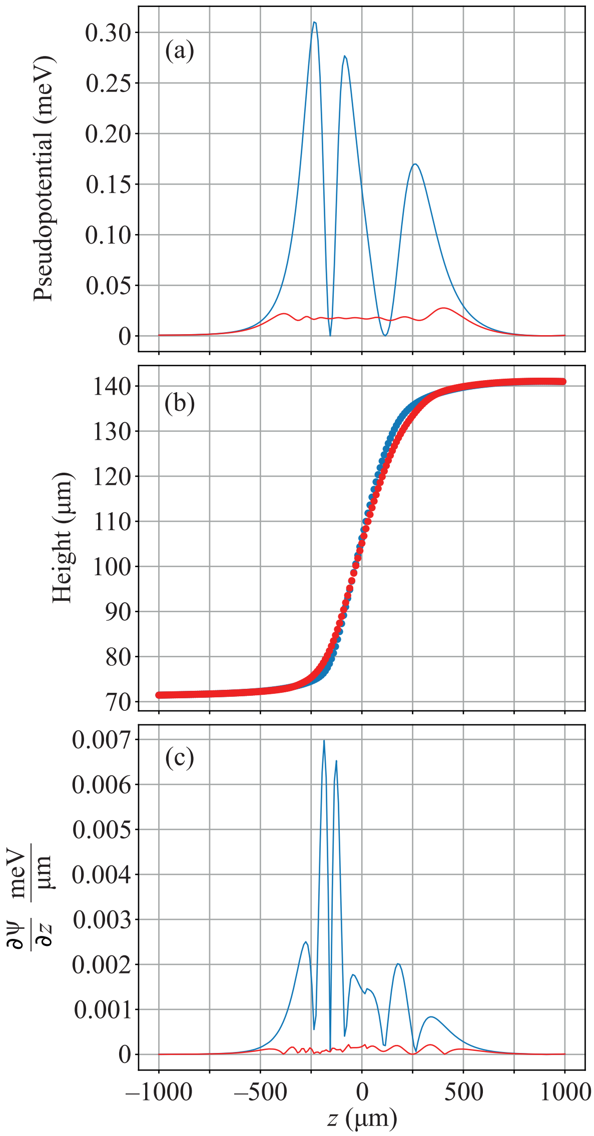

Рис. 5. (Цветной онлайн) (a) — Псевдопотенциальный барьер вдоль пути транспортировки иона для оптимизированной (красная) и неоптимизированной (синяя) переходных областей; (b) – высота минимума псевдопотенциала в зависимости от осевой координаты; (c) – модуль первой производной псевдопотенциала

ния геометрии электродов вдоль осевого направления и, следовательно, не создает псевдопотенциальных барьеров, однако требует дополнительного источника РЧ-напряжения.

Для иллюстрации принципа работы элеватора и прямого сравнения двух конфигураций обе схемы анализируются для простой геометрии с равными ширинами электродов: $a = b = c = 100$ мкм. С использованием аналитического двумерного решения Лапласа из работы Хауса [21] выводятся параметры ловушки – высота удержания, глубина ловушки и параметр Матье q – как функции управляющего напряжения. Все расчеты выполнены для $^{171}Yb^{+}$ при $V_{\mathrm{rf}} = 100$ В и $\Omega_{\mathrm{rf}} = 2\pi \times 20$ МГц.

3.1. РЧ-напряжение на центральном электроде. Простейшая реализация элеватора заключается в подаче дополнительного РЧ-напряжения αV_{rf} на центральный заземленный электрод, где α – отношение напряжений (рис. 1b). При $\alpha > 0$ центральный электрод возбуждается синфазно с РЧ-шинами; при $\alpha < 0$ (что достигается введением сдвига фазы на π) центральный электрод работает в противофазе.

Приравнивание к нулю вертикальной компоненты РЧ-поля в плоскости симметрии дает выражение для высоты удержания:

$$h^2 = \frac{3a^2}{4} \cdot \frac{2 - 3\alpha}{2 + \alpha}, \tag{3}$$

справедливое при $-2 < \alpha < 2/3$. При $\alpha = 0$ это выражение сводится к стандартному результату для пятипроводной ловушки $h_0 = a\sqrt{3}/2 \approx 86.6$ мкм [21]. Выражение (3) справедливо для произвольных ширин электродов $a = b = c$; конкретное значение 100 мкм задает лишь абсолютный масштаб высоты. Положительные α притягивают ион к поверхности, отрицательные – отталкивают.

Зависимость высоты удержания от управляющего напряжения показана на рис. 6a. Зависимость глубины ловушки от высоты представлена на рис. 6b. Показаны только диапазоны параметров, удовлетворяющих условию $q < 0.4$ и для глубин ловушки более 25 мэВ. Удержание может быть достижимо и за пределами этих границ, однако используемое приближение псевдопотенциала становится ненадежным, и потребуется полный анализ устойчивости Матье. Высота варьируется приблизительно от 60 до 120 мкм, что обеспечивает почти двукратное изменение высоты за счет одного дополнительного РЧ-канала.

3.2. РЧ-напряжение на сегментированных электродах. Альтернативный подход заключается в разделении центрального электрода на три части (рис. 1c). Два внешних сегмента, прилегающие к РЧ-шинам, возбуждаются напряжением αV_{rf}, а центральный сегмент остается заземленным. Рассматривается случай, когда все три части имеют равную ширину.

В отличие от предыдущего случая, трехчленная структура РЧ-потенциала не позволяет получить простое замкнутое выражение для высоты нуля. Тем не менее расчет остается аналитическим: все величины вычисляются из известного потенциала [21]. Результаты представлены совместно с первым случаем на рис. 6.

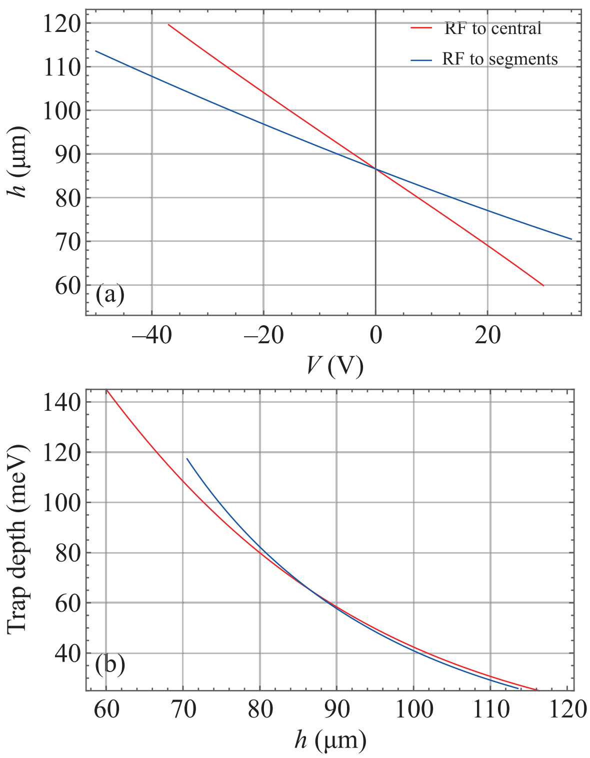

Рис. 6. (Цветной онлайн) Сравнение двух конфигураций элеватора для $a = b = c = 100$ мкм. (a) – Высота удержания иона в зависимости от управляющего напряжения. (b) – Глубина ловушки в зависимости от высоты удержания. Показаны только устойчивые конфигурации с параметром Матье $q < 0.4$ и глубиной ловушки более 25 мэВ

Достижимый диапазон высот составляет примерно половину диапазона первой конфигурации при том же размахе напряжения, тогда как глубина ловушки как функция высоты практически одинакова для обеих конфигураций. Однако сегментированная конструкция предоставляет дополнительную степень свободы: DC-напряжение, подаваемое на сегменты, позволяет вращать главные оси ловушки [29] и компенсировать микродвижение.

4. Заключение. Проанализированы два взаимодополняющих подхода к вертикальному позиционированию ионов в планарных ловушках Паула: "эскалатор" и "элеватор". Оба направлены на реализацию контролируемого внеплоскостного транспорта ионов в рамках архитектуры QCCD.

Основным результатом работы является эскалатор – новый пассивный метод вертикального позиционирования ионов, соединяющий зоны удержания с различными высотами через оптимизированную переходную область. С помощью многокритериальной оптимизации формы границы электродов достигнуто десятикратное снижение псевдопотенциального барьера на пути транспортировки, обеспечивающее адиабатический транспорт через двукратный перепад высот (от 71 до 141 мкм) с минимальным колебательным возбуждением. Этот метод не требует дополнительного управления напряжениями, дополнительных РЧ-источников, делителей напряжения или фазовращателей и обеспечивает пассивное, основанное на геометрии разделение чипа на зоны с различной высотой удержания.

Для сравнения также были проанализированы две конфигурации известного метода элеватора на общей геометрии ($a = b = c = 100$ мкм). Конфигурация с РЧ-напряжением на полном центральном электроде обеспечивает более широкий диапазон перестройки высоты, тогда как обе конфигурации дают практически одинаковую глубину ловушки и остаются устойчивыми ($q < 0.4$) во всем рабочем диапазоне.

Хотя результаты продемонстрированы здесь для конкретной геометрии и типа ионов, оба метода основаны на общих свойствах псевдопотенциала и могут быть адаптированы к другим конструкциям ловушек путем геометрического масштабирования.

Методы эскалатора и элеватора отвечают разным потребностям и могут быть совмещены на одном чипе. Эскалатор подходит для грубого разделения по высоте функционально различных зон – например, расположенной низко зоны взаимодействия, оптимизированной для квантовых операций, и расположенной высоко зоны памяти с пониженным шумом электрического поля. Элеватор обеспечивает тонкую непрерывную подстройку высоты в пределах одной зоны, что необходимо для прецизионного совмещения с модой внешнего резонатора или для систематических исследований аномального нагрева в зависимости от расстояния ион–поверхность. Совместно эти методы расширяют возможности архитектуры QCCD в третье пространственное измерение.

Авторы благодарят И. С. Герасина и Н. Н. Колачевского за плодотворные обсуждения.

Приложение. Начальный дизайн ловушки

Перед оптимизацией формы переходной области сначала определяются геометрия электродов второй (более высокой) ловушки и длина зоны перехода. Для каждой длины перехода ширины заземленного и РЧ-электродов второй ловушки оптимизировались с помощью алгоритма Нелдера–Мида с целевой функцией

$$F_1 = \int_{-l}^{l} \psi(y|_{\psi_{\min}})\, dz\,, \tag{A.1}$$

минимизирующей интегральный псевдопотенциал вдоль пути транспортировки иона. Полученные оптимальные ширины электродов и соответствующие значения F_1 показаны на рис. 1А как функции длины переходной зоны.

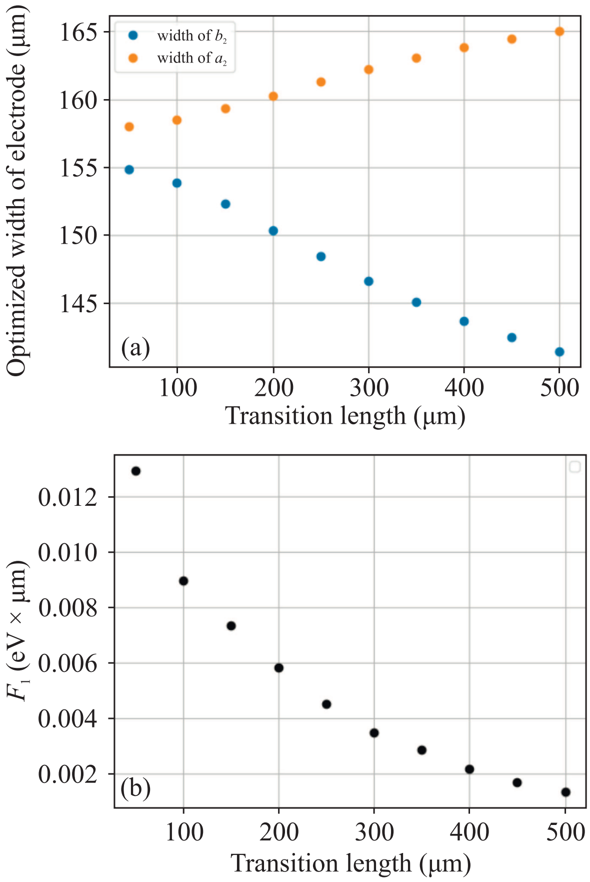

Рис. 1А. (Цветной онлайн) (a) – Оптимальные ширины центрального заземленного электрода a_2 и РЧ-электродов b_2 второй ловушки как функции длины переходной области. (b) – Соответствующие значения целевой функции F_1

Увеличение длины перехода снижает как пиковый, так и средний псевдопотенциальный барьер на пути иона. Однако чрезмерно длинный переход нецелесообразен, поскольку увеличивает расстояние и время транспортировки, что приводит к дополнительному нагреву. В качестве компромисса была выбрана длина перехода $D = 300$ мкм для последующей оптимизации соединения, описанной в разделе 2.2.

Финансирование работы. Данная работа финансировалась за счет средств бюджета института. Никаких дополнительных грантов на проведение или руководство данным конкретным исследованием получено не было.

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

---

1. И. В. Заливако, Н. В. Семенин, Н. О. Жаднов, К. П. Галстян, П. А. Каменских, В. Н. Смирнов, А. Е. Корольков, П. Л. Сидоров, А. С. Борисенко, Ю. П. Аносов, И. А. Семериков, К. Ю. Хабарова, Н. Н. Колачевский, “Квантовые вычисления на захваченных ионах: принципы, достижения и перспективы”, УФН **195**, 601 (2025) [I. V. Zalivako, N. V. Semenin, N. O. Zhadnov, K. P. Galstyan, P. A. Kamenskikh, V. N. Smirnov, A. E. Korolkov, P. L. Sidorov, A. S. Borisenko, Yu. P. Anosov, I. A. Semerikov, K. Yu. Khabarova, and N. N. Kolachevsky, “Quantum computing with trapped ions: principles, achievements, and prospects”, Phys.-Uspekhi **68**, 552 (2025)].
2. D. Kielpinski, C. Monroe, and D. J. Wineland, “Architecture for a large-scale ion-trap quantum computer”, Nature **417**, 709 (2002).
3. S. A. Moses, C. H. Baldwin, M. S. Allman et al., “A race-track trapped-ion quantum processor”, Phys. Rev. X **13**, 041052 (2023).
4. Quantinuum, “Helios: A 98-qubit trapped-ion quantum computer”, arXiv:2511.05465 (2025).
5. M. DeCross, R. Haghshenas, M. Liu et al. (Collaboration), “Computational power of random quantum circuits in arbitrary geometries”, Phys. Rev. X **15**, 021052 (2025).
6. 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 Inf. Comput. **5**, 419 (2005).
7. R. Bowler, J. Gaebler, Y. Lin, T. R. Tan, D. Hanneke, J. D. Jost, J. P. Home, D. Leibfried, and D. J. Wineland, “Coherent diabatic ion transport and separation in a multizone trap array”, Phys. Rev. Lett. **109**, 080502 (2012).
8. A. Walther, F. Ziesel, T. Ruster, S. T. Dawkins, K. Ott, M. Hettrich, K. Singer, F. Schmidt-Kaler, and U. Poschinger, “Controlling fast transport of cold trapped ions”, Phys. Rev. Lett. **109**, 080501 (2012).
9. V. Kaushal, B. Lekitsch, A. Stahl, J. Hilder, D. Pijn, C. Schmiegelow, A. Bermudez, M. Müller, F. Schmidt-Kaler, and U. Poschinger, “Shuttling-based trapped-ion quantum information processing”, AVS Quantum Sci. **2**, 014101 (2020).
10. J. D. Sterk, M. G. Blain, M. Delaney, R. Haltli, E. Heller, A. L. Holterhoff, T. Jennings, N. Jimenez, A. Kozhanov, Z. Meinelt, E. Ou, J. van Der Wall, C. Noel, and D. Stick, “Multi-junction surface ion trap for quantum computing”, arXiv:2403.00208 (2024).
11. H. Kaufmann, T. Ruster, C. T. Schmiegelow, M. A. Luda, V. Kaushal, J. Schulz, D. von Lindenfels, F. Schmidt-Kaler, and U. G. Poschinger, “Fast ion swapping for quantum-information processing”, Phys. Rev. A **95**, 052319 (2017).

12. T. H. Kim, P. F. Herskind, T. Kim, J. Kim, and I. L. Chuang, "Surface-electrode point Paul trap", Phys. Rev. A **82**, 043412 (2010).
13. A. Van Rynbach, P. Maunz, and J. Kim, "An integrated mirror and surface ion trap with a tunable trap location", Appl. Phys. Lett. **109**, 221108 (2016).
14. I. A. Boldin, A. Kraft, and C. Wunderlich, "Measuring anomalous heating in a planar ion trap with variable ion- surface separation", Phys. Rev. Lett. **120**, 023201 (2018).
15. D. An, C. Matthiesen, A. Abdelrahman, M. Berlin-Udi, D. Gorman, S. Möller, E. Urban, and H. Häffner, "Surface trap with dc-tunable ion-electrode distance", Rev. Sci. Instrum. **89**, 093102 (2018).
16. A. C. Hughes, R. Srinivas, C. M. Löschnauer, H. M. Knaack, R. Matt, C. J. Ballance, M. Malinowski, T. P. Harty, and R. T. Sutherland, "Trapped-ion two-qubit gates with $> 99.99\,\%$ fidelity without ground-state cooling", arXiv:2510.17286 (2025).
17. E. Kassa, H. Takahashi, C. Christoforou, and M. Keller, "Precise positioning of an ion in an integrated Paul trap-cavity system using radiofrequency signals", J. Mod. Opt. **65**, 520 (2018).
18. H. Takahashi, E. Kassa, C. Christoforou, and M. Keller, "Strong coupling of a single ion to an optical cavity", Phys. Rev. Lett. **124**, 013602 (2020).
19. J. Ramette, J. Sinclair, Z. Vendeiro, A. Rudelis, M. Cetina, and V. Vuletić, "Any-to-any connected cavity-mediated architecture for quantum computing with trapped ions or Rydberg arrays", PRX Quantum **3**, 010344 (2022).
20. M. Brownnutt, M. Kumph, P. Rabl, and R. Blatt, "Ion-trap measurements of electric-field noise near surfaces", Rev. Mod. Phys. **87**, 1419 (2015).
21. M. G. House, "Analytic model for electrostatic fields in surface-electrode ion traps", Phys. Rev. A **78**, 033402 (2008).
22. D. Leibfried, R. Blatt, C. Monroe, and D. Wineland, "Quantum dynamics of single trapped ions", Rev. Mod. Phys. **75**, 281 (2003).
23. M. Y. Channa, A. H. Nizamani, H. Saleem, W. A. Bhutto, A. M. Soomro, and M. Y. Soomro, "Surface ion trap designs for vertical ion shuttling", IJCSNS **19**, 264 (2019).
24. W. Liu, S. Chen, and W. Wu, "A flexible optimization method for scaling surface-electrode ion traps", Appl. Phys. B **117**, 1149 (2014).
25. K. Wright, J. M. Amini, D. L. Faircloth, C. Volin, S. C. Doret, H. Hayden, C.-S. Pai, D. W. Landgren, D. Denison, T. Killian, R. E. Slusher, and A. W. Harter, "Reliable transport through a microfabricated X-junction surface-electrode ion trap", New J. Phys. **15**, 033004 (2013).
26. C. Zhang, K. K. Mehta, and J. P. Home, "Optimization and implementation of a surface-electrode ion trap junction", New J. Phys. **24**, 073030 (2022).
27. I. Gerasin, N. Zhadnov, K. Kudeyarov, K. Khabarova, N. Kolachevsky, and I. Semerikov, "Optimized surface ion trap design for tight confinement and separation of ion chains", Quantum Reports **6**, 442 (2024).
28. R. B. Blakestad, C. Ospelkaus, A. P. VanDevender, J. M. Amini, J. Britton, D. Leibfried, and D. J. Wineland, "High-fidelity transport of trapped-ion qubits through an X-junction trap array", Phys. Rev. Lett. **102**, 153002 (2009).
29. M. Niedermayr, *Cryogenic surface ion traps, PhD thesis* (University of Innsbruck, Innsbruck, 2015).