

НАКОПЛЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА ВО ВРЕМЯПРОЕКЦИОННОЙ КАМЕРЕ ДЕТЕКТОРА MPD

С. П. Мерц, С. В. Разин, О. В. Рогачевский

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В статье представлены результаты численного моделирования процесса накопления пространственного положительного заряда в камере ТРС многоцелевого детектора MPD на ускорительном комплексе NICA ОИЯИ. На основе пространственного распределения зарядов решена задача нахождения потенциала электростатического поля, создаваемого этими зарядами. Вычислены радиальные, угловые и осевые отклонения в движении электронов от точки ионизации к торцевым считывающим плоскостям.

The article presents results of numerical simulation of spatial positive charge accumulation in the TPC of Multipurpose Detector at NICA, JINR. Based on the spatial distribution of the charges problem of calculating the electrostatic potential of field created by these charges is solved. The radial, angular and axial distortions of electrons movement from the point of ionization to readout planes are calculated.

PACS: 29.85.Fj

ВВЕДЕНИЕ

В рамках научной программы изучения горячей и плотной барионной материи в ОИЯИ (Дубна) реализуется проект создания нового ускорительного комплекса с встречными пучками NICA (Nuclotron-based Ion Collider fAcility) [1, 2] на базе существующего ускорителя нуклотрона. Новый ускорительный комплекс позволит исследовать взаимодействия тяжелых ионов в широком диапазоне атомных масс от легких ядер до ядер золота при энергии 3–11 ГэВ/нуклон в системе центра масс и светимости $10^{27} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ при частоте $6 \cdot 10^3$ столкновений в секунду.

На коллайдере предусматриваются две точки пересечения пучков, в одной из которых будет располагаться экспериментальная установка многоцелевой детектор (MPD), оптимизированная для исследований столкновений тяжелых ионов [3]. Структура MPD подобна структуре установок, широко используемых во многих экспериментах с пучками ионов высоких энергий. Основным детектором для регистрации треков заряженных частиц и их идентификации в центральной области MPD является времяпроекционная камера (Time Projection Chamber, ТРС). Конструктивно она подобна камерам, используемым в других экспериментах [4, 5]. Активный объем ТРС с внутренним радиусом 35 см, внешним радиусом 100 см и длиной 300 см заполнен газовой смесью 90% Ar + 10% CH₄ и разделен на две одинаковые части расположенным в центре высоковольтным отрицательным электродом. Электроны, образованные в результате ионизации при прохождении

через активный объем заряженной частицы, движутся в однородном электрическом поле и регистрируются во времени проволочными пропорциональными камерами, расположенными в торцах ТРС, обеспечивая координаты трека в пространстве. Положительные ионы дрейфуют к высоковольтному электроду.

Помимо диффузии, отклонения в траектории движения электронов ионизации через дрейфовый объем возникают от неоднородностей магнитного и электрического полей и их взаимной ориентации (статические дисторсии), а также от неоднородностей электрического поля вследствие накопления положительного пространственного заряда. Источником положительного пространственного заряда являются ионы от ионизации, а также обратный поток положительных ионов в дрейфовый объем из пропорциональной камеры. Для предотвращения этого потока в камере предусмотрена запирающая сетка.

Объемный положительный заряд может оказать существенное влияние на работу ТРС. Определение возможной величины заряда, функции его распределения в объеме и величины вызванных им искажений электрического поля в дрейфовом промежутке является решающим фактором в разработке и создании времяпроекционной камеры особенно при ее использовании в эксперименте с большой частотой взаимодействий [6–9].

НАКОПЛЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА В ТРС

Процесс образования пространственного положительного заряда в ТРС схематически представлен на рис. 1. Проходя через времяпроекционную камеру, заряженные частицы ионизируют находящуюся в ТРС газовую смесь. Электронные кластеры, рожденные в процессе ионизации, дрейфуют к торцам камеры, в сторону считывающих пэдových плоскостей. Положительные ионы, в свою очередь, двигаются в противоположную сторону, к центральному электроду. Поскольку подвижность положительных ионов на 3–4 порядка ниже, чем у электронов, они не все достигают центрального электрода в течение промежутка времени между последующими взаимодействиями и происходит их накопление в дрейфовом объеме. По истечении некоторого времени поток исходящих из камеры (вследствие достижения ими центрального электрода) ионов станет равен потоку входящих в камеру ионов. Это приведет к наступлению динамического равновесия внутри камеры, когда средний суммарный положительный заряд будет квазистационарным.

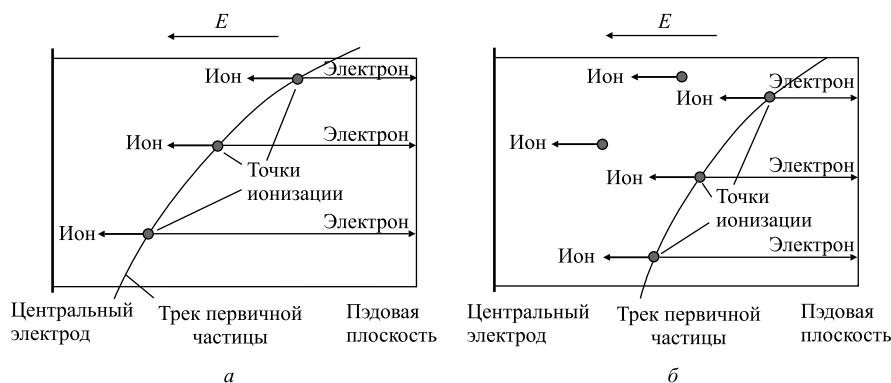


Рис. 1. Схематическое изображение образования пространственного заряда в дрейфовом объеме ТРС. а) i -е событие; б) $(i + 1)$ -е событие

Для определения пространственно-временного распределения заряда положительных ионов $\rho(x, y, z, t)$ в чувствительном объеме ТРС, исходя из которого вычисляются распределение потенциала в камере и дисторсии координат траекторий электронов, выполнялось моделирование Au + Au-столкновений при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 9$ ГэВ. Генерация взаимодействий производилась на основе модели UrQMD [10, 11] в программной среде MPDRoot.

На рис. 2 представлены графики зависимости суммарного объемного положительного заряда в ТРС от времени для различных частот поступления событий. Для рассмотренных частот время установления равновесия составляет примерно 0,25 с, а величина заряда для частоты 6 кГц — около $3 \cdot 10^9 e$.

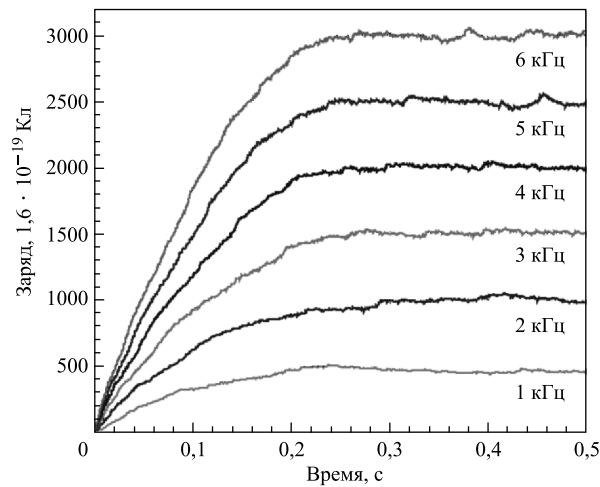


Рис. 2. Зависимость суммарного заряда положительных ионов в ТРС от времени для различных частот генерации событий

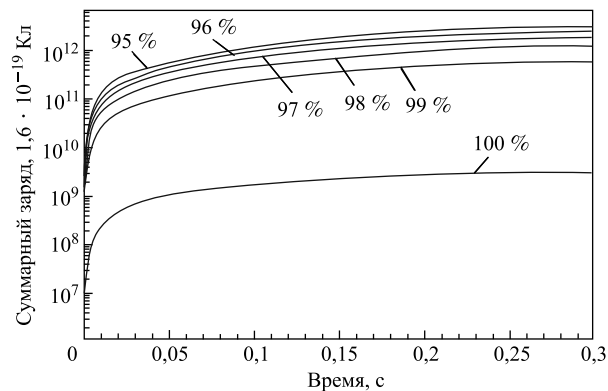


Рис. 3. Зависимость суммарного заряда положительных ионов в ТРС от времени для различных значений эффективности запирающей сетки

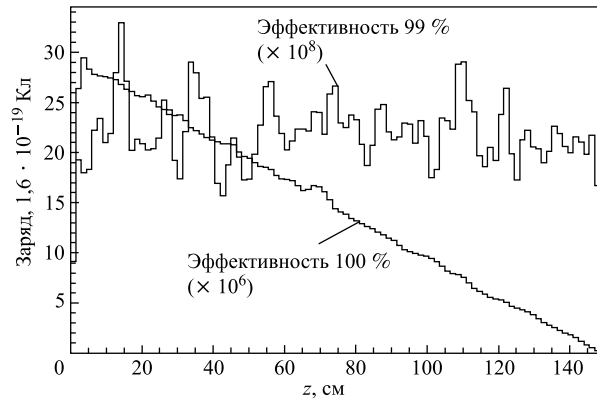


Рис. 4. Распределение пространственного заряда вдоль оси ТРС при эффективностях записи 99 и 100 %

Считывание сигналов с ТРС осуществляется с помощью проволочных пропорциональных камер, которые работают при газовом усилении $\sim 10^4$, при этом величина пространственного положительного заряда в дрейфовом объеме определяется обратным потоком положительных ионов. Для управления обратным потоком положительных ионов в камере предусмотрена запирающая сетка.

На рис.3 показаны зависимости величины суммарного положительного пространственного заряда в ТРС от эффективности подавления обратного потока положительных ионов запирающей сеткой. При пропускании сеткой 1 % обратных ионов величина пространственного положительного заряда в ТРС возрастает на два порядка по отношению к заряду от ионизации регистрируемых частиц. Как видно из рис.4, при этом активный объем ТРС полностью равномерно заполняется положительными ионами, что может приводить к неработоспособности ТРС.

ВЫЧИСЛЕНИЕ ПОТЕНЦИАЛА И НАПРЯЖЕННОСТИ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОГО ПОЛЯ

Для нахождения электростатического потенциала необходимо решить задачу Дирихле для уравнения Пуассона. В системе СГС эта задача имеет вид

$$\begin{cases} \Delta\Phi(x, y, z) = -4\pi\rho(x, y, z), \\ \Phi_{\Gamma} = 0, \end{cases} \quad (1)$$

где $\rho(x, y, z)$ — плотность ионов в камере; $\Phi(x, y, z)$ — создаваемый ионами потенциал; Γ — граница области; Δ — оператор Лапласа.

Времяпроекционная камера представляет собой цилиндр, следовательно, естественным является переход от декартовой системы координат к цилиндрической. В ней урав-

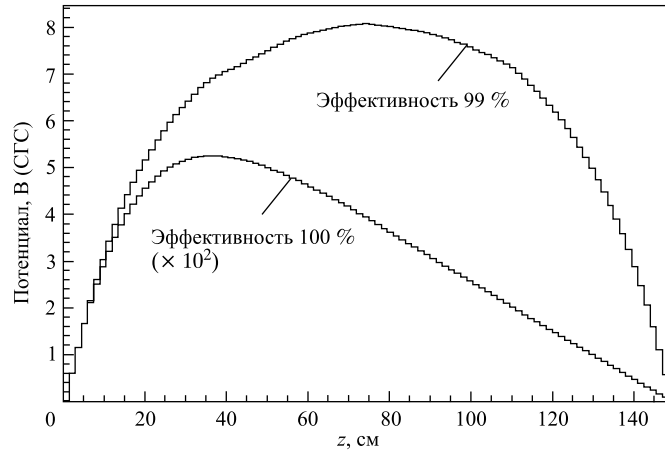


Рис. 5. Распределение потенциала поля положительных ионов вдоль оси ТРС при эффективностях запираия 99 и 100 %

нение (1) примет следующий вид:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \Phi(z, r, \phi)}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 \Phi(z, r, \phi)}{\partial z^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \Phi(z, r, \phi)}{\partial \phi^2} = -4\pi\rho(x, y, z). \quad (2)$$

Для нахождения $\Phi(x, y, z)$ в области камеры была введена цилиндрическая разностная сетка, произведена замена производных на конечно-разностные аппроксимации и решалось матричное уравнение.

На рис. 5 представлены распределения потенциала вдоль оси камеры при эффективностях запираия 99 и 100 %. При величине эффективности запираия 99 % максимум потенциала сдвигается в центр камеры. Это связано с равномерным заполнением дрейфового объема ТРС ионами обратного потока.

Связь вектора напряженности электростатического поля с его потенциалом в цилиндрической системе координат определяется следующим выражением:

$$\mathbf{E}(z, r, \phi) = -\frac{\partial \Phi(z, r, \phi)}{\partial r} \mathbf{i} - \frac{1}{r} \frac{\partial \Phi(z, r, \phi)}{\partial \phi} \mathbf{j} - \frac{\partial \Phi(z, r, \phi)}{\partial z} \mathbf{k}. \quad (3)$$

Заменяя в выражении (3) операторы дифференцирования их конечно-разностными аппроксимациями и разделяя это выражение на пространственные компоненты, определяем проекции вектора напряженности электростатического поля на координатные оси.

ВЫЧИСЛЕНИЕ ДИСТОРСИЙ ЭЛЕКТРОНОВ

После вычисления пространственных компонент вектора напряженности электростатического поля во всех точках цилиндрической сетки рассчитываются отклонения движения электронов, возникших при ионизации газа, от прямолинейной траектории.

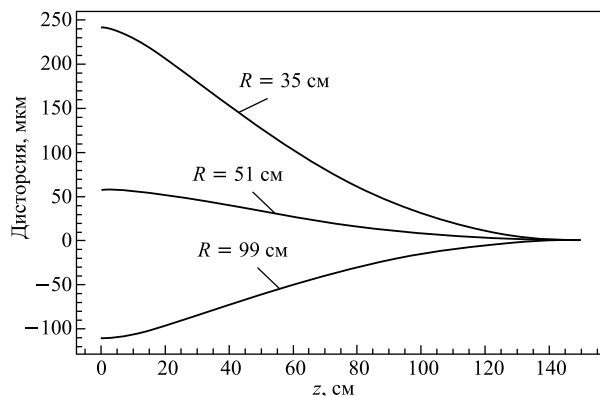


Рис. 6. Зависимость радиальной дисторсии траекторий электронов при эффективности запирания 100 % для различных значений радиуса

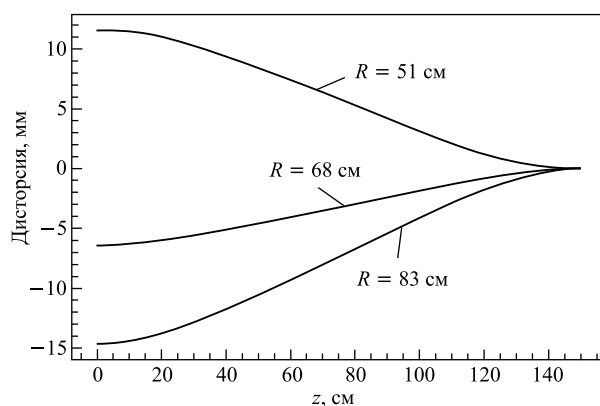


Рис. 7. Зависимость радиальной дисторсии траекторий электронов при эффективности запирания 99 % для различных значений радиуса

По результатам вычислений были построены зависимости радиального, углового и осевого отклонений электронов от прямолинейного движения для различных стартовых позиций вдоль оси камеры. Данные зависимости представлены на рис. 6 и 7. Угловая и осевая дисторсии траекторий электронов на несколько порядков меньше, чем радиальная, и они не вносят сколь-нибудь серьезных погрешностей в процедуру реконструкции треков заряженных частиц. Радиальная дисторсия не превышает 200 мкм для эффективности запирания 100 %. При эффективности запирания 99 % радиальная дисторсия достигает примерно 1,5 см.

Очевидно, что критическим параметром в работе ТРС является эффективность запирания обратного потока ионов. Эта величина должна быть практически равна 100 %. Уже при пропускании в камеру всего 1 % от обратного потока ионов дисторсии становятся такими, что камера не сможет работать в нормальном режиме.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Численное моделирование процессов накопления положительного пространственного заряда во времяпроекционной камере детектора MPD на ускорительном комплексе NICA показало, что накопленный заряд и вызванные им радиальные дисторсии координат треков заряженных частиц не превышают 200 мкм при частоте Au + Au-столкновений 6 кГц, что сопоставимо по величине с данными действующих ТРС. Режим работы запирающей сетки должен быть выбран таким, чтобы обеспечивать эффективность подавления обратного потока положительных ионов из камеры считывания в дрейфовый объем практически 100 %.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ускорительно-накопительный комплекс NICA. Технический проект / Под общ. ред. И.Н. Мешкова и А. О. Сидорина. Дубна, 2009. 72 с.
2. Ускорительно-накопительный комплекс NICA — база фундаментальных исследований и инновационных разработок / Под общ. ред. В. Д. Кекелидзе; Сост.: А. Д. Коваленко и др. Дубна, 2011. 32 с.
3. *Abraamyan Kh. U. et al.* The MPD Detector at the NICA Heavy-Ion Collider at JINR // Nucl. Instr. Meth. A. 2011. V. 628. P. 99–102.
4. ALICE Technical Design Report of the Time Projection Chamber. CERN/LHCC 2000-001, ALICE TDR 7. 2000. 208 p.
5. *Ackermann K. H. et al.* Time Projection Chamber // Nucl. Phys. A. 1999. V. 661. P. 681–685.
6. *Van Buren G. et al.* Correcting for Distortions due to Ionization in the STAR TPC // Nucl. Instr. Meth. A. 2006. V. 566. P. 22–25.
7. *Rossegger S.* Simulation & Calibration of the ALICE TPC Including Innovative Space Charge Calculations. CERN-THESIS-2009-124. 2009. 145 p.
8. *Palestini S., McDonald K.* Space Charge in Ionization Detectors. LARTPC-doc-528-v1. 2010. 6 p.
9. *Palestini S.* Space Charge in Ionization Detectors and the NA48 Electromagnetic Calorimeter // Nucl. Instr. Meth. A. 1998. V. 421. P. 75–89.
10. *Bass S. A. et al.* Microscopic Models for Ultrarelativistic Heavy Ion Collisions // Prog. Part. Nucl. Phys. 1998. P. 225–370.
11. *Bleicher M. et al.* Relativistic Hadron–Hadron Collisions in the Ultra-Relativistic Quantum Molecular Dynamics Model // Nucl. Part. Phys. 1999. V. 25. P. 1859–1896.

Получено 29 мая 2012 г.