ременных p_1, ..., p_k. Плотность распределения этих переменных определяется теорией или моделью, используемой для интерпретации данной реакции. Соответств. ф-ла может включать ряд неизвестных параметров h_1, ..., h_m, для определения к-рых проводят физ. эксперимент. Т. о., полную плотность вероятности можно записать в виде $F(p_1,...,p_k; h_1,...,h_m)$. С помощью физ. установки (детектора) регистрируют все или нек-рые из частиц, участвующих в реакции. В каждой конкретной реакции измеряют нек-рые величины $u_1,...,u_n$, являющиеся ф-циями тех же переменных p_i и параметров h_j. Зарегистрировав достаточно большое число событий, можно экспериментально оценить плотность вероятности величин u_j: $\rho(u_1,...,u_n)$ и путём сопоставления этой ф-ции с теоретически предсказываемой определить параметры h. Обычно для этого применяют *наименьших квадратов метод* или (в более общем случае) *максимального правдоподобия метод*. При использовании конкретной физ. методики (фотоэмульсия, пузырьковая камера, спектрометр с искровыми, пропорциональными или дрейфовыми камерами) непосредств. результатом эксперимента является произведение ф-ции ρ на т. н. приборную ф-цию или эффективность $\varepsilon(p_1,...,p_k)$. Очевидно, что при анализе соответств. распределений необходимо учитывать искажения, вносимые *детектором*. Общепринятым методом расчёта эффективностей ε является М.-К. м.

Моделирование взаимодействий и процесса прохождения вторичных частиц через детектор даёт возможность определить геом. эффективность детектора, т. е. долю регистрируемых событий от их полного числа. Имитация траекторий или сигналов в детекторах (сцинтилляционных, черенковских и др.) позволяет производить обратную реконструкцию моделиров. событий и сравнивать найденные т. о. кинематич. характеристики с истинными. С помощью такой процедуры определяют разрешающую способность детектора.

В квантовой теории поля М.-К. м. интенсивно используют для расчётов в калибровочных теориях на решётке. Наиб. эффективно применение этого метода к тем явлениям в *квантовой хромодинамике* (КХД), к-рые обусловлены взаимодействием кварков на сравнительно больших расстояниях. Как известно, в КХД с увеличением расстояния растёт и эфф. константа связи, что делает невозможным применение теории возмущений. Одним из осн. средств исследования в т. н. непертурбативной области КХД стал метод численного расчёта на четырёхмерной решётке. В таком подходе используют формулировку КХД с помощью функциональных интегралов, при этом средние по квантовым флуктуациям полей в каждой точке пространства-времени представлены в виде интегралов. Эти интегралы вычисляют с применением М.-К. м. Точность расчётов улучшается с увеличением размера решётки, однако при этом существенно растёт время, затрачиваемое на вычисления. Даже наиб. мощные ЭВМ способны обеспечить проведение расчётов на решётках лишь сравнительно небольшого размера. Качеств. скачок в этом направлении возможен при использовании спец. счётных устройств, включающих большое кол-во автономных микропроцессоров. Наиб. интересные результаты: вычисление спектра масс чисто глюонных частиц (глюболов), оценка темп-ры фазового перехода адронной материи в кварк-глюонную плазму и расчёт потенциала взаимодействия на больших расстояниях. Учёт кварков при расчётах на решётке даёт возможность вычислить спектр масс адронов, т. е. почти всех элементарных частиц. Сделанные до сих пор оценки имеют не очень высокую точность.

В статистич. физике использование М.-К. м. имеет свою специфику и тесно переплетается с др. численным методом — *молекулярной динамики методом*. Одно из направлений в этой области — исследование физики жидкости. Традиц. модель, применяемая для описания жидкости,— система твёрдых сфер либо твёрдых дисков. Обычно исследуют модель, содержащую от неск. десятков до тысячи таких сфер. Варьируя конкретный вид взаимодействия между этими объектами, можно моделировать поведение таких сред, как классич. жидкость, электролитич. раствор или жидкий металл. Методика моделирования плазмы различна для разл. плотности электронов. При высокой плотности (характерной, напр., для белых карликов) электронный газ вырожден и рассматривается как неподвижная среда, в к-рой движутся ионы (однокомпонентная плазма). При меньшей плотности необходимо учитывать поляризацию электронного фона и эффекты экранирования. Поведение такой плазмы исследуют, напр., с помощью модели заряж. твёрдых сфер, движущихся в однородном фоне. М.-К. м. (наряду с *молекулярной динамики методом*) применяют также для изучения поверхностных явлений в жидкостях.

М.-К. м. даёт возможность практич. исследования фазовых диаграмм смесей и магн. систем. Осн. проблемы в этой области связаны с изучением упорядоченных состояний систем и с определением области устойчивости. Много работ посвящено природе фазовых переходов и поведению системы вблизи критич. точки, а также динамике этого процесса. Чаще всего эти проблемы исследуются на *Изинга модели*.

М.-К. м. применяют также для исследования квантовых жидкостей и кристаллов. С помощью этого метода можно решать ур-ния Шрёдингера и получать точные численные оценки для характеристик осн. состояния бозонной системы.

Важное практич. применение М.-К. м. нашёл в ядерной геофизике. Широкое использование нейтронного и гамма-каротажа при поиске полезных ископаемых делает актуальными задачи переноса излучения в многокомпонентной среде и оценки ф-ции отклика прибора с учётом реальных геологич. и техн. условий измерения. Решение этих задач основано на применении М.-К. м.

В 1980-х гг. прямое статистич. моделирование стало применяться в аэро- и гидромеханике. Типичной задачей в этой области является обтекание тела произвольной геометрии высокоскоростной струёй разреженного газа. Процесс описывается нелинейным ур-нием Больцмана, и оценки эксперим. величин (напр., распределение потоков импульса и энергии на поверхности тела) проще получаются с применением М.-К. м.

Лит.: Метод Монте-Карло в проблеме переноса излучений, М., 1967; Соболь И. М., Численные методы Монте-Карло, М., 1973; Ермаков С. М., Михайлов Г. А., Статистическое моделирование, 2 изд., М., 1982; Методы Монте-Карло в статистической физике, пер. с англ., М., 1982; Кройц М., Кварки, глюоны и решетки, пер. с англ., М., 1987.

Г. Г. Тахтамышев.

МО́РИНА ТО́ЧКА — темп-ра T_M, при к-рой в магнитоупорядоченных кристаллах происходит переориентация спинов магнитно-активных ионов от одной кристаллич. оси к другой, сопровождаемая переходом кристалла из слабоферромагн. в антиферромагн. состояние. Впервые этот переход (переход Морина) наблюдался Ф. Дж. Морином [1] в природном гематите (α-Fe_2O_3) при понижении темп-ры до $T_M = 260$ К. Гематит имеет ромбоэдрич. кристаллографич. симметрию и при темп-рах $T < T_M$ является слабым ферромагнетиком («скошенным» антиферромагнетиком) со спинами (магн. моментами ионов), лежащими в базисной плоскости (111). Ниже T_M спины ионов Fe^{3+} переориентируются (см. *Ориентационные фазовые переходы*) к тригональной оси [111] и кристалл становится чистым антиферромагнетиком. Как видно из рис. 1, где представлена температурная зависимость магн. момента слабого ферромагнетика, с приближением к М. т. его намагниченность резко уменьшается (небольшой магн. момент остаётся за счёт магнетизма примесей). Величина слабоферромагн. момента ($\sim 1\cdot 10^{-3}$ $\mu_Б$) мала