к-рых определ. состояний физ. системы. Действительно, если физ. система находится в состоянии, представляющем к.-л. собств. состояние физ. величины, то любые повторные измерения этой величины будут всегда давать определ. результат — её собств. значение в данном состоянии. Отсутствие же собств. состояний означало бы, что у физ. систем нет состояний в к-рых повторные измерения величины давали бы тот же результат, и поэтому эту величину нельзя рассматривать в качестве измеримой, т. е. наблюдаемой, или физической.

Из принципа суперпозиции состояний (см. *Суперпозиции принцип*) и требования 2, предъявляемого физ. величине, следует, что любое физ. состояние системы может быть представлено в виде суперпозиции собств. состояний физ. величины, т. е. собств. состояния образуют полную систему *векторов состояния*. Аналогичными свойствами обладают собств. векторы линейного эрмитового оператора, собств. значения к-рого являются действит. числами. Поэтому в качестве одного из постулатов квантовой механики принимается то, что каждой физ. величине соответствует линейный оператор, собств. значения к-рого равны собств. значениям физ. величины, а собств. векторы являются собств. состояниями физ. величины, принадлежащими данному собств. значению.

Две физ. величины являются одновременно измеримыми, если существуют состояния, в к-рых обе эти величины с достоверностью принимают одновременно свои собств. значения (т. е. собств. состояния одной из них являются одновременно собств. состояниями другой). Необходимым и достаточным условием этого является условие коммутативности операторов, отвечающих этим величинам. Если две величины A и B не измеримы одновременно, то теряет прямой смысл понятие произведения этих величин, т. к. оператор произведения двух некоммутирующих эрмитовых операторов $\hat{A}$ и $\hat{B}$ физ. величин не будет эрмитовым (т. е. не может отвечать к.-л. физ. величине) $(\hat{A}\hat{B})^+ = \hat{B}\hat{A} \neq \hat{A}\hat{B}$. Однако в этом случае можно определить т. н. симметризов. произведение двух величин как величину, к-рой соответствует эрмитов оператор $^1/_2(\hat{A}\hat{B} + \hat{B}\hat{A})$.

Состояние физ. системы может быть определено путём задания нек-рой совокупности физ. величин, характеризующих систему (т. н. полного набора измеряемых величин). Очевидно, что физ. величины, входящие в полный набор, должны быть измеримы одновременно, т. е. их операторы должны коммутировать.

Лит. см. при ст. *Квантовая механика*. *С. С. Герштейн.*

НАБЛЮДА́ЕМЫХ А́ЛГЕБРА — множество наблюдаемых физ. системы, наделённое структурой алгебры над полем комплексных чисел. Наблюдаемой наз. любую физ. величину, значения к-рой можно найти экспериментально. Т. к. всякий эксперимент осуществляется в ограниченной области пространства и в течение конечного промежутка времени, то каждая наблюдаемая локализована в нек-рой ограниченной области O пространства-времени M, т. е. её значения можно измерить посредством экспериментов в O. Две наблюдаемые одной системы наз. совместимыми (несовместимыми) между собой, если они допускают (не допускают) одновременное и независимое измерение. В классич. системах все наблюдаемые совместимы. Для релятивистских квантовых систем, в силу *причинности принципа*, любые две наблюдаемые совместимы, если они относятся к областям из M, разделённым пространственноподобным интервалом. Наблюдаемая, локализованная в ограниченной области M и подчинённая принципу причинности, наз. локальной наблюдаемой. Т. о., для релятивистских квантовых систем все наблюдаемые локальны; однако на практике удобно причислять к наблюдаемым также глобальные, суммарные характеристики системы, типа полного заряда, полной энергии-импульса, и т. п., получаемые из локальных наблюдаемых при помощи к.-л. предельных операций. В этом смысле говорят о квазилокальных и глобальных наблюдаемых.

Наблюдаемые можно представлять с помощью разл. матем. объектов. Для квантовой теории, где состояния системы обычно представляют векторами *гильбертова пространства* $\mathscr{H}$, стандартным является представление наблюдаемых операторами в гильбертовом пространстве, причём операторы, отвечающие совместимым наблюдаемым, коммутируют между собой. Операторы должны быть эрмитовыми, ибо измеряемые значения наблюдаемых вещественны, операторы могут быть ограниченными и неограниченными (в частности, наблюдаемым координат и импульсов, удовлетворяющим канонич. перестановочным соотношениям, всегда отвечают неограниченные операторы). Однако, т. к. операторы наблюдаемых эрмитовы, неограниченным операторам можно сопоставить ограниченные спектральные проекции неограниченных. В этом случае множеству всех наблюдаемых квантовой системы отвечает множество A эрмитовых (ограниченных) операторов в $\mathscr{H}$. Добавляя к A все произведения его элементов, получаем алгебру R, к-рая наз. Н. а. квантовой системы (хотя не все её операторы отвечают наблюдаемым). Иногда вместо указанного добавления вводят новую операцию перемножения операторов: $B \cdot A = (AB + BA)/2$; по отношению к этой операции A — коммутативная алгебра, принадлежащая классу т. н. йордановых алгебр. В квантовой механике алгебра R обычно совпадает с алгеброй $B(\mathscr{H})$ всех ограниченных операторов в $\mathscr{H}$.

Ясно, что с помощью Н. а. можно описывать любые физ. системы, классические и квантовые, релятивистские и нерелятивистские. Наиб. плодотворным такой способ описания оказывается в квантовой теории, где успешно развивается алгебраич. подход в квантовой статистич. механике и *алгебраический подход* в квантовой теории поля. В последнем случае, чтобы учесть принцип причинности, нужно рассматривать множества наблюдаемых для каждой ограниченной (ибо наблюдаемые локализованы в ограниченных областях) области O из M. Описание релятивистской квантовой системы с помощью таких множеств существует в двух вариантах: конкретный подход, где $A(O)$ — множество эрмитовых элементов алгебры фон Неймана $R(O)$; абстрактный подход, где $A(O)$ — множество эрмитовых элементов абстрактной C^*-алгебры $\mathfrak{A}(O)$. Алгебры $R(O)$ и $\mathfrak{A}(O)$ наз. алгебрами локальных наблюдаемых (локальными алгебрами) области O; их совокупность для всех ограниченных областей O подчиняется системе аксиом (см. *Аксиоматическая квантовая теория поля*). Объединению локальных алгебр по всем O можно придать структуру C^*-алгебры; эта алгебра наз. квазилокальной алгеброй, а её элементы — квазилокальными наблюдаемыми. Объединению алгебр $R(O)$ по всем O можно придать также структуру алгебры фон Неймана; эта алгебра включает в себя квазилокальную и наз. глобальной алгеброй, а её элементы — глобальными наблюдаемыми. Состояния системы при этом обычно рассматривают как нормированные положит. функционалы на квазилокальной алгебре; представление состояния вектором в гильбертовом пространстве является частным случаем такой трактовки. Аналогично строится и алгебраич. подход в квантовой статистич. механике. Место множеств $A(O)$ здесь занимают множества $A(V)$ наблюдаемых, отвечающих конечным областям пространства или, в решёточных системах, конечным подмножествам ячеек решётки. Аналогом фундам. принципа локальности (причинности) в релятивистской теории здесь служит требование взаимной совместимости любых наблюдаемых, отвечающих непересекающимся областям.

Описание квантовополевой системы с помощью локальных алгебр первоначально использовалось для