

8349

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



C 323
П-441

10/11-75

P2 - 8349

М.И.Подгорецкий

486/2-75

ПОСТОЯННАЯ ПЛАНКА \hbar
И ПРИНЦИП ДОПОЛНИТЕЛЬНОСТИ
В КВАНТОВОЙ МЕХАНИКЕ

1974

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

P2 - 8349

М.И.Подгорецкий

ПОСТОЯННАЯ ПЛАНКА \hbar
И ПРИНЦИП ДОПОЛНИТЕЛЬНОСТИ
В КВАНТОВОЙ МЕХАНИКЕ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

P2 - 8349

Подгорецкий М.И.

Постоянная Планка \hbar и принцип дополнительности в квантовой механике

В работе анализируется физический смысл принципа дополнительности в квантовой механике. Показано, что причины появления квантово-механической дополнительности не сводятся к конечности кванта действия.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований
Дубна, 1974

P2 - 8349

Podgoretsky M.I.

Planck Constant \hbar and Complementarity Principle in Quantum Mechanics

The physical sense of the complementarity principle in quantum mechanics is analysed. It has been shown that the reasons of appearance of the quantum mechanical complementarity are not reduced to the finiteness of the quantum of action.

Communications of the Joint Institute for Nuclear Research.
Dubna, 1974

1. Квантовомеханический принцип дополнительности обычно обсуждают в свете сопоставления квантовой механики с классической в рамках корпускулярно-волнового дуализма и соотношений неопределенности для пар канонически сопряженных величин. Как правило, специально подчеркивают следующие моменты:

а/ анализатор радикально изменяет начальное состояние микрообъекта и определяет возможный тип его конечного состояния *;

б/ влияние анализатора не может быть сведено к нулю из-за конечности кванта действия \hbar ;

в/ каждой из двух канонически сопряженных величин отвечает свой специфический анализатор, переводящий начальное состояние микрообъекта в конечное состояние вполне определенного типа; поэтому одновременное измерение обеих канонически сопряженных величин невозможно;

г/ в математическом плане этому отвечает некоммутативность соответствующих операторов, приводящая к соотношениям неопределенности типа $\Delta x \cdot \Delta p \sim \hbar$, $\Delta M_z \cdot \Delta \phi \sim \hbar$ и т.п.;

д/ соотношения неопределенности, являющиеся следствием конечности \hbar , обуславливают необходимость статистического описания квантовомеханических явлений /или, во всяком случае, вполне согласуются с таким описанием/.

* Термин "анализатор" понимается здесь в широком смысле, это может быть измерительный прибор или взаимодействие, приводящее к какому-либо распаду ^{1/}.

При таком подходе неминуемо гипертрофируется роль константы \hbar , создается впечатление, что ее конечность - основа основ принципа дополнительности или даже всей квантовой механики в целом. Н. Бор, обсуждая сущность принципа дополнительности, пишет: "... конечность взаимодействия между объектом и измерительным прибором, обусловленная самим существованием кванта действия, влечет за собой ... необходимость окончательного отказа от классического идеала причинности. ..." /см. /2/, стр. 426/. В другом месте он говорит о проблеме, которая "... была неожиданно выдвинута на первый план открытием универсального кванта действия, выражающего свойство цельности атомных процессов" /см. /3/, стр. 133/. У него же читаем: "... каждому атомному процессу свойственна существенная прерывность или, скорее, индивидуальность, совершенно чуждая классической теории и выраженная планковским квантом действия" /см. /2/, стр. 30/.

Сходная точка зрения развивается и М. Борном. В своей известной книге /4/ он пишет, что соотношение $pq - qp = \frac{\hbar}{i}$ "... является центральным пунктом новой механики. ..." /стр. 198/ и что "Существо квантовой механики заключается, если отбросить все математические тонкости, в соотношениях Планка $E = h\nu$ и Эйнштейна-де Бройля $p = \hbar k$ " /стр. 232/. Э. Шредингер также подчеркивает, что в процессе измерения "... возмущение не может быть сделано как угодно малым, так как обмен энергией происходит не непрерывно, а порциями" /см. /5/, стр. 121/. Это же утверждает и Луи де Бройль: "... когда мы имеем дело с микроскопическими величинами, из существования кванта действия следует, что возмущения, возникающие в процессе измерения, бесконечно уменьшать нельзя" /6/, стр. 171/.

Приведенные цитаты совершенно типичны. Они иллюстрируют тот общеизвестный факт, что описанная точка зрения, отводящая в структуре принципа дополнительности особую роль величине \hbar , является общепринятой. Почти все специалисты, как основатели и сторонники "копенгагенской интерпретации", так и ее противники,

согласны в том, что именно с конечностью \hbar связана сама суть современной квантовой механики *.

Ниже будет показано, что здесь мы сталкиваемся с явным преувеличением, основанным не столько на фактическом содержании квантовомеханических представлений, сколько на конкретных особенностях истории их возникновения и развития. В тридцатые годы очень важным было детальное сопоставление квантовой механики с классической, выяснение того, в чем они глубоко различны и что в них есть общего, выяснение условий, в которых квантовая механика переходит в классическую. Поэтому внимание концентрировалось на величинах, имеющих классические аналоги, и на круге вопросов, тесно связанных с константой \hbar . В частности, коммутационные равенства, соотношения неопределенности и обобщающий их принцип дополнительности также анализировались главным образом применительно к парам канонически сопряженных переменных.

Но такой подход крайне ограничен. Если даже некоторая величина и обладает классическим аналогом, она находится в дополнительном отношении с бесконечным количеством других величин, из которых только одна канонически сопряжена с исходной. Е. Вагнер /7/ пишет по этому поводу, что дуализм, волна-частица "... является лишь частью более общего "плюрализма" или даже "инфинитезизма", связанного с существованием бесконечно многих некоммутирующих измеримых величин: измерять можно либо положение частиц, либо их скорость, либо бесконечно много других наблюдаемых".**

Не надо забывать, что квантовая механика имеет обширную проблематику, не касающуюся сопоставления

* Советские авторы в этом отношении также не являются исключением.

** Аналогичное замечание имеется также в книге Д. Борма /8/; в философской литературе этот факт обычно не обсуждается /см., впрочем, сопоставление "дополнительности различий" и "дополнительности противоположностей" в статье /9/ /.

с классической физикой; ее удельный вес всегда был достаточно велик и быстро возрастает с течением времени. Соответствующие задачи, не имеющие, как правило, классических аналогов, связаны главным образом со свойствами суперпозиций состояний, характеризующих внутреннюю структуру микрообъектов; они могут быть сформулированы и решены без какого-либо упоминания о существовании кванта действия * . Ниже речь будет идти о задачах именно такого типа **. Их анализ поможет нам уточнить истинную роль константы \hbar в обосновании принципа дополнительности квантовой механики.

2. Сначала рассмотрим несколько конкретных примеров. Первый из них - нейтральные K-мезоны. Как известно, любое внутреннее состояние нейтрального K-мезона можно представить в виде суперпозиции каких-либо двух ортогональных состояний, например, суперпозиции K_1^0 и K_2^0 -мезонов или суперпозиции K^0 и \bar{K}^0 -мезонов и т.д. Если интересуются вероятностями реализации состояний K_1^0 и K_2^0 , надо обратиться к соответствующим анализаторам, в данном случае - к рас-

* Это обстоятельство нашло уже отражение в структуре некоторых современных учебных пособий. Таковы книжки Р.Фейнмана /10/ и Ф.Кемпфера /11/, в которых, вопреки традиции, величина \hbar появляется не с самого начала, а в конце, после анализа общих принципов квантовой механики /см. также §137 в /12/. Впрочем, еще очень давно, когда квантовая механика только создавалась, Дирак /13/ излагал ее сходным образом. Он же указывал на наличие в квантовой механике величин, не имеющих классических аналогов /см. /13/, стр. 125/.

** К их числу относится, между прочим, и проблема тождественности в квантовой механике, тесно связанная со свойствами суперпозиций по внутренним состояниям /см., например, /14/. В частности, это касается и вопроса о парадоксах тождественности, таких как парадоксы Гиббса и Эйнштейна /15/.

падам $K_1^0 \rightarrow 2\pi$ и $K_2^0 \rightarrow 3\pi^*$. Естественно, что процесс анализа радикальным образом изменяет исходное внутреннее состояние частицы /суперпозиция $a_1 K_1^0 + a_2 K_2^0$ переходит с вероятностью $|a_1|^2$ в K_1^0 либо - с вероятностью $|a_2|^2$ - в K_2^0 /, и, в общем случае, это влияние не может быть сведено к нулю. Ясно также, что здесь нельзя сослаться на "... конечность взаимодействия между объектом и измерительным прибором, обусловленную самим существованием кванта действия . . .", поскольку здесь нет ни "кванта действия", ни даже самого "измерительного прибора" ** .

Допустим теперь, что интересуются вероятностями образования других состояний, а именно - состояний K^0 и \bar{K}^0 . В математическом плане для ответа на этот вопрос надо представить исходное состояние $a_1 K_1^0 + a_2 K_2^0$

в виде суперпозиции $\beta_1 K^0 + \beta_2 \bar{K}^0$, где $\beta_1 = \frac{a_1 + a_2}{\sqrt{2}}$ и $\beta_2 = \frac{a_1 - a_2}{\sqrt{2}}$; тогда искомые вероятности равны соот-

ветственно $|\beta_1|^2$ и $|\beta_2|^2$. Что же касается фактической реализации состояний K^0 и \bar{K}^0 , то для нее нужны соответствующие анализаторы. Ими могут, например, быть лептонные распады $K^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu$ и $\bar{K}^0 \rightarrow \pi^+ e^- \bar{\nu}$ или ядерные взаимодействия с образованием K^+ -мезонов либо K^- -мезонов. Эти анализаторы снова радикально изменяют исходное состояние, причем совершенно иначе, чем

* В целях упрощения можно пренебречь относительно очень малой вероятностью распада $K_1^0 \rightarrow 3\pi$.

** Распад происходит независимо от того, регистрируется он или не регистрируется. Соответствующие измерительные устройства /пузырьковые камеры и т.п./ не являются квантовомеханическими анализаторами, они не оказывают никакого влияния ни на вероятность распада, ни на его тип. Б.Я.Пахомов /1/ с полным основанием говорит, что в этих условиях относительность по отношению к типу прибора сменяется относительностью по отношению к типу взаимодействия /см. также /16/ /.

анализаторы, выделяющие состояние K_1^0 и K_2^0 . Отметим, также, что обсуждаемый процесс, как и в первом случае, никак не связан с существованием кванта действия \hbar .

Использование анализаторов, выделяющих K_1^0 - и K_2^0 -мезоны, исключает анализаторы, выделяющие K^0 -и \bar{K}^0 -мезоны. Оба типа анализаторов физически несовместимы, между ними существует отношение дополнительности, которое может быть выражено как в операторном виде, так и в виде соотношения неопределенности. Оператор \hat{A} с собственными состояниями K_1^0 и K_2^0 , обладающими определенными значениями CP -четности, можно изобразить в диагональном представлении в виде матрицы $\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$. В этом же представлении оператору \hat{B} с собственными состояниями K^0 и \bar{K}^0 , обладающими определенными значениями странности, соответствует матрица $\begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$. Их коммутатор $\hat{C} = \hat{A}\hat{B} - \hat{B}\hat{A}$ отличен от нуля:

$$\hat{C} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} = 2 \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}.$$

Подчеркнем, что полученное коммутационное равенство, в отличие от равенства $\hat{x}\hat{p} - \hat{p}\hat{x} = i\hbar$, не содержит величины \hbar . Поэтому вытекающее из него соотношение неопределенности также никак не связано с постоянной Планка*. Как известно /см., например, /17/, стр. 51/, оно имеет вид

$$(\Delta A)^2 \cdot (\Delta B)^2 \geq \frac{1}{4} |\bar{C}|^2,$$

где \bar{C} - среднее значение величины C , а $(\Delta A)^2$ и $(\Delta B)^2$ - дисперсии величин A и B ; численные значения

* Координата и импульс K -мезона до акта распада, а также координаты и импульсы вторичных частиц, возникающих в результате распада, связаны обычными соотношениями неопределенности $\Delta x \cdot \Delta p \sim \hbar$. Это не отменяет того факта, что разные типы распада охватываются соотношением неопределенности, не содержащим \hbar . Последнее имеет место и сохраняет свою форму независимо от того, как именно регистрируются вторичные частицы - по их координатам или по импульсам.

\bar{C} , $(\Delta A)^2$ и $(\Delta B)^2$ выражаются через коэффициенты a_1 и a_2 исходной суперпозиции $a_1 K_1^0 + a_2 K_2^0$ /или через коэффициенты β_1 и β_2 /.

Итоговый вывод таков: поведение нейтральных K -мезонов, как формально-математически, так и по существу описывается принципом дополнительности, никак не связанным с величиной \hbar , но во всех остальных отношениях совпадающим с обычным квантовомеханическим принципом дополнительности. Важно, что в интересующем нас сейчас плане нейтральные K -мезоны не являются чем-то исключительным. Для того чтобы в этом убедиться, рассмотрим очень старый вопрос о поляризационных свойствах света.

Пусть фотон обладает определенным по величине импульсом, направленным по оси OZ . Тогда любое его состояние можно описать суперпозицией каких-либо двух состояний, поляризованных во взаимно-перпендикулярных плоскостях, например, - в плоскостях XOZ и YOZ . Для анализа поляризационного состояния надо поставить на пути фотона соответствующим образом ориентированную призму Николя. После нее фотон с определенными вероятностями оказывается в одном из базисных состояний, т.е. его свойства резко изменяются. Если повернуть николю на угол θ , то анализ будет относиться к другим базисным направлениям; в результате такого анализа состояние фотона снова сильно изменяется, но иначе, чем в первом случае. В качестве базисных состояний можно, при желании, выбрать два состояния с циркулярными поляризациями противоположных знаков. Теперь анализ производится с помощью призмы Френеля, и фотон оказывается уже циркулярно поляризованным.

Ясно, что все эти различные анализаторы физически несовместимы, использование одного из них полностью исключает возможность употребления любого другого. Соответствующие им операторы не коммутируют между собой. Имеют, следовательно, место и соотношения неопределенности, аналогичные тому, которое было рассмотрено в связи со свойствами нейтральных K -мезонов. Таким образом, и здесь речь идет о принципе дополнительности, не имеющем никакого отношения к кванту действия.

Обратившись к свойствам проекций спина какой-либо частицы, немедленно приходим к таким же выводам. Анализаторами здесь могут служить магнитные зеркала или такие установки, как в опытах Штерна и Герлаха. Ось, на которую проектируется спин частицы, задается направлением магнитного поля анализатора. Анализаторы, реализующие проекции спина на разные оси, явным образом несовместимы: магнитное поле может иметь либо одно, либо другое, либо третье направление, но не несколько одновременно. Снова появляются некоммутирующие операторы /для спина половина - известные матрицы Паули/, вытекающие из них соотношения неопределенности, принцип дополнителности и снова - без каких-либо ссылок на константу \hbar .

Величина спина связана, конечно, с квантом действия \hbar . Но для обсуждаемого вопроса это обстоятельство не имеет значения хотя бы потому, что в качестве анализаторов можно использовать процессы, зависящие только от числа спиновых компонент, но не от абсолютной величины спина. В качестве примера укажем на упругое рассеяние, обусловленное сильными или слабыми взаимодействиями.

3. Частным примерам можно придать общую форму. Пусть величине ϵ , характеризующей внутреннее состояние системы, соответствует оператор $\hat{\epsilon}$, имеющий n собственных значений ϵ_i и n ортогональных собственных состояний ψ_i . Тогда любое внутреннее состояние системы может быть описано в виде суперпозиции

$$\psi = \sum_1^n a_i \psi_i \quad /1/$$

Для измерения величины ϵ надо воспользоваться соответствующим специальным анализатором. В результате исходное состояние ψ радикально изменяется и с вероятностью $|a_i|^2$ переходит в ψ_i , а измеряемая величина ϵ принимает значение ϵ_i . Поведение системы, вообще говоря, оказывается статистическим, влияние процесса измерения на измеряемый объект - конечным, свести его к нулю невозможно.

Пусть нас интересует другая величина μ , также характеризующая внутренние свойства системы. Тогда то же самое исходное состояние ψ следует рассматривать в другом представлении и записывать в виде

$$\psi = \sum_1^n \beta_i \phi_i, \quad /2/$$

где ϕ_i - собственные состояния оператора $\hat{\mu}$. В результате измерения, которое производится теперь другим анализатором, с вероятностями $|\beta_i|^2$ реализуются другие конечные состояния ϕ_i и соответствующие им собственные значения μ_i . Снова проявляется статистический характер поведения системы и конечное влияние процесса измерения.

Если операторы $\hat{\epsilon}$ и $\hat{\mu}$ не коммутируют, т.е.

$$\hat{\epsilon} \hat{\mu} - \hat{\mu} \hat{\epsilon} = \hat{C} \neq 0, \quad /3/$$

то рассматриваемые измерения нельзя провести одновременно, необходимые для их осуществления анализаторы физически несовместны. Что же касается результатов измерения величин ϵ и μ , то они связаны соотношением неопределенности

$$\overline{(\Delta \epsilon)^2} \cdot \overline{(\Delta \mu)^2} \geq \frac{1}{4} |\overline{C}|^2 \quad * \quad /4/$$

* Неравенство /4/ содержится уже в известной книжке В.Гейзенберга /см. /18/, стр. 121/. Для координаты x и импульса p , когда $\hat{x}\hat{p} - \hat{p}\hat{x} = i\hbar$, оно принимает частную форму обычного соотношения неопределенности $\overline{(\Delta x)^2} \overline{(\Delta p)^2} \geq \frac{1}{4} \hbar^2$. В чисто физическом плане в литературе обычно обсуждается только этот сугубо частный случай, причем - даже тогда, когда речь идет о самых общих свойствах квантовой механики. Кроме упомянутых уже выше исторических причин, в какой-то мере здесь, вероятно, сыграло роль стремление к конкретизации и наглядности; в конце концов возникла традиция, которая привела к тому, что общие физические представления оказались поглощенными частными. С точки зрения психологии науки заслуживает специального обсуждения следующий парадоксальный факт: Н.Бор, понимающий принцип дополнителности очень широко и распространяю-

(Продолжение сноски см. на стр. 12).

Если еще добавить, что перечисленные результаты относятся к любой паре величин ϵ и μ , то станет ясным следующий итоговый вывод: вся ситуация в целом, во всех деталях описывается квантовомеханическим принципом дополнительности, который ни в какой мере не опирается на существование кванта действия \hbar .

С другой стороны, хорошо известно, что имеются случаи, - именно они, в основном, и обсуждаются в литературе и о них шла речь в начале статьи, - когда принцип дополнительности теснейшим образом связан с константой \hbar . Мы не отрицаем существования таких ситуаций, но подчеркиваем, что они вовсе не являются единственно возможными; наряду с ними существует также другой тип ситуаций, в которых квантовомеханический принцип дополнительности не имеет отношения к \hbar .

Отсюда следует, что существование кванта действия не может считаться физическим основанием принципа дополнительности. Причины появления этого принципа имеют более глубокий и более общий характер, они связаны со всей совокупностью основных положений квантовой механики /таких как суперпозиция состояний, изменение состояния в процессе измерения, связь измерений с операторами, их собственными значениями и собственными состояниями/. Квант действия - только форма, в которой выражаются и конкретизируются указанные причины для одного из классов процессов; класс этот, хотя и очень важный, но все же не единственно возможный.

Как уже отмечалось выше, в него входят процессы, касающиеся только тех величин, которые имеют классические аналоги, связанные с механическим движением. Практически круг таких величин ограничивается обобщенными координатами и импульсами, а также - энергией.

ший его далеко за рамки квантовой механики, внутри этих рамок проводит свой детальный анализ только применительно к частному случаю пар канонически сопряженных величин, оставляя в тени общие аспекты принципа дополнительности.

В частности, константа \hbar имеет самое непосредственное отношение к величинам, характеризующим движение системы как единого целого, но не имеет отношения к суперпозициям по внутренним состояниям системы. Изменение состояния системы во времени определяется ее гамильтонианом, т.е. - величиной, имеющей классический аналог. Поэтому здесь постоянная Планка присутствует всегда, даже и тогда, когда речь идет об эволюции внутреннего состояния*.

Один пункт, уже затронутый ранее в связи со свойствами спиновых проекций, требует, пожалуй, дополнительного обсуждения. Вопрос можно поставить так: поведение суперпозиций по внутренним базисным состояниям действительно никак не связано с существованием \hbar , но, может быть, свойства самих базисных состояний определяются как раз этой константой и, тем самым, в конечном счете, именно она приводит к принципу дополнительности также и для внутренних состояний системы?

Ответ на этот вопрос должен быть отрицательным. Во-первых, обсуждаемая связь между базисными состояниями и константой \hbar в ряде случаев никак не прослеживается. Поляризационные свойства фотона рассматриваются обычно в квантовой механике как нечто данное, исходное и не требующее дальнейшего объяснения. Само существование теории, дающей такое объяснение, кажется сейчас совершенно проблематичным. В случае нейтральных К-мезонов поиски динамической теории, объясняющей их внутреннюю структуру, кажутся более естественными. Однако пока что искомой теории нет, и практически все согласятся с тем, что для ее построения обычные квантовомеханические представления явно недостаточны. Следовательно, если искомая теория и будет содержать \hbar , то только в качестве одного

* Если частица обладает ненулевой массой покоя и нет вырождения внутренних состояний по массе. Заметим, впрочем, что вопрос об эволюции во времени выходит за рамки обсуждаемого в статье принципа дополнительности.

из компонентов; кроме константы \hbar , она обязательно будет связана еще и с чем-то другим, пока что не известным. В этих условиях говорить о том, что именно наличие кванта действия определяет внутреннюю структуру нейтральных К-мезонов, было бы по меньшей мере нелогично.

Во-вторых, если бы даже и оказалось, что такие свойства, как массы или времена жизни K_1^0 - и K_2^0 - мезонов в какой-то мере связаны с величиной \hbar , это нисколько не отменило бы того факта, что квант действия не имеет никакого отношения к существованию и свойствам суперпозиций этих состояний, а ведь именно суперпозиции приводят к обсуждаемым нами особенностям принципа дополнительности. Для того чтобы рассмотреть эту сторону дела в наиболее чистом виде, полезно перейти от К-мезонов к другим объектам, внутренняя структура которых с достаточной точностью описывается современной квантовой механикой и действительно определяется величиной \hbar .

Такому условию удовлетворяют атомы или простые молекулы. Структура их стационарных состояний задается решениями уравнения Шредингера, т.е. содержит \hbar ; координаты и импульсы атомных электронов связаны соотношениями неопределенности, в правых частях которых также стоит \hbar . Все это верно, но верно и другое: каковы бы ни были собственные состояния атома ψ_i , для их суперпозиций типа /1/ и /2/ имеет место принцип дополнительности, выражаемый в математическом плане соотношениями /3/ и /4/ и совершенно не связанный с теми факторами, которые определяют конкретную структуру базисных состояний.

Таким образом, можно сказать, что для систем типа атомов, т.е. для систем, внутренняя структура которых описывается современной квантовой механикой, единый принцип дополнительности расщепляется на два класса: дополнительность для величин, сходных с x и p , имеющих классические аналоги, и дополнительность для величин, не имеющих классических аналогов и связанных с суперпозициями внутренних состояний. Первая тесно связана с константой \hbar , вторая - нет. Для нейтральных К-мезо-

нов и других объектов, внутренняя структура которых неизвестна, остается фактически только второй аспект принципа дополнительности, не имеющий отношения к \hbar .

В заключение подчеркнем, что использованная в статье физическая аргументация не содержит ничего оригинального. Мы исходим из общепризнанных фактов и только группируем их в соответствии с некоторой единой точкой зрения. Ее естественность ускользает обычно от внимания по причинам, связанным исключительно с исторически сложившимся односторонним отбором материала, привлекаемого для анализа физического содержания принципа дополнительности.

Мне приятно поблагодарить Б.В.Васильева, Г.И.Копылова, А.А.Тяпкина, Д.С.Чернавского и особенно В.Л.Любошица за участие в обсуждении и важные замечания.

Литература

1. Б.Я.Пахомов. В сб. "Философия и физика", Воронеж, 1972.
2. Нильс Бор. Избранные научные труды, т. II, М., 1971.
3. Нильс Бор. Атомная физика и человеческое познание. М., 1961.
4. М.Борн. Физика в жизни моего поколения, М., 1963.
5. Э.Шредингер. Новые пути в физике, М., 1971.
6. Луи де Бройль. Революция в физике. М., 1965.
7. Е.Вигнер. Этюды о симметрии, стр. 141, М., 1971.
8. Д.Бом. Квантовая теория, стр. 449, М., 1961.
9. А.В.Кытманов. Принцип дополнительности и материалистическая диалектика, тезисы докладов, Обнинск, 1972.
10. Р.Фейнман, Р.Лейтон, М.Сэндс. Фейнмановские лекции по физике, т. 8, М., 1966.
11. Ф.Кемпфер. Основные положения квантовой механики, М., 1967.
12. Д.И.Блохинцев. Основы квантовой механики, М., 1963.
13. П.А.М.Дирак. Принципы квантовой механики. М., 1960.
14. В.Л.Любошиц, М.И.Подгорецкий. ЖЭТФ, 60, 9, 1971.
15. В.Л.Любошиц, М.И.Подгорецкий. УФН, 105, 353, 1971.

16. Г.Я.Мякишев. Динамические и статистические закономерности в физике, стр. 82 и 246, М., 1973.
17. А.С.Давыдов. Квантовая механика, М., 1963.
18. В.Гейзенберг. Физические принципы квантовой механики, ГТТИ, 1932.

*Рукопись поступила в издательский отдел
29 октября 1974 года.*