

УДК 531:530.145

## О СОВМЕСТИМОСТИ КОРПУСКУЛЯРНЫХ И ВОЛНОВЫХ СВОЙСТВ ЧАСТИЦЫ В ДВУХЩЕЛЕВОМ ЭКСПЕРИМЕНТЕ

*Н. Л. Чуприков*

Томский государственный педагогический университет,  
634061, Томск, ул. Киевская, 60.

E-mail: chnl@tspu.edu.ru

*Представлена новая квантово-механическая модель двухщелевого эксперимента, в которой волновые свойства частицы совместимы с её корпускулярными свойствами. Модель базируется на той же идее, что и предложенная нами ранее модель одномерного законченного рассеяния. Её суть состоит в том, что квантовые процессы, в которых состояние системы представляет собой когерентную суперпозицию микроскопически различных состояний (КСМРС), должны рассматриваться в квантовой механике как сложные случайные процессы, состоящие из альтернативных подпроцессов. Только с новым подходом к КСМРС квантовая теория допускает последовательную статистическую интерпретацию и, как следствие, освобождается от парадоксов, связанных в настоящее время с КСМРС.*

**Ключевые слова:** корпускулярно-волновой дуализм, статистическая интерпретация квантовой механики, когерентная суперпозиция микроскопически различных состояний.

**Введение.** Несмотря на огромные достижения квантовой теории, её интерпретация и объяснение природы квантовых явлений до сих пор остаются предметом широкой дискуссии. И, пожалуй, чаще всего эта дискуссия возникает вокруг соотношения неопределённостей Гейзенберга, квантово-механической модели двухщелевого эксперимента и неравенства Белла, которые были положены в основу принципа неопределённостей, принципа дополнительности и теоремы Белла о локальных скрытых параметрах (ЛСП).

Как известно, принцип неопределённостей трактует одноименное соотношение как соотношение, относящееся к одной частице, как невозможность частице иметь одновременно определённые значения координаты и импульса. Вместе с моделью двухщелевого эксперимента эта интерпретация была положена Бором в основу принципа дополнительности, согласно которому координата и импульс описывают несовместимые между собой свойства частицы, которые не могут наблюдаться одновременно. Этот принцип распространяется на волновые и корпускулярные свойства частицы. Наконец, согласно теореме Белла, нарушение неравенства Белла в эксперименте должно трактоваться как фальсификация предположения о существовании ЛСП в микромире.

Все эти положения согласуются между собой и рассматриваются большинством физиков как неотъемлемые части современной картины микромира. Однако проблема заключается в том, что в рамках этой картины квантовая механика, задуманная её создателями как универсальная теория, в принципе не согласуется с классической механикой. Эта картина предполагает наличие границы где-то между атомными и макроскопическими масштабами,

---

*Николай Леонидович Чуприков (д.ф.-м.н., доц.), доцент, каф. теоретической физики.*

которая разделяет области применимости законов квантовой и классической механики. Фактически упомянутые выше положения превращают квантовую механику в слабую теорию, которая не способна *описывать* явления макромира и *объяснять* явления микромира.

Общепринятого решения проблемы согласования квантовой и классической теорий нет до сих пор. Однако важно подчеркнуть, что помимо упомянутой выше картины микромира существуют и другие, вероятностные подходы, которые иначе оценивают роль соотношения неопределённостей и неравенства Белла. Так, в рамках статистической интерпретации квантовой механики (см. [1]) соотношение неопределённостей относится не к одной частице, а к ансамблю частиц. Здесь оно является не чем иным, как ограничением на *среднеквадратичные отклонения* для координат и импульсов частиц в ансамбле. Согласно Баллентайну, принцип *неопределённостей* было бы правильным назвать принципом статистической дисперсии (the statistical dispersion principle), который не запрещает одновременное измерение обеих сопряженных величин.

В рамках обобщённого вероятностного подхода [2] сформулирован альтернативный принцип дополнительности (the supplementarity principle), согласно которому распределения по координатам и импульсам частиц в ансамбле описывают дополняющие друг друга свойства ансамбля, совместимые между собой. С точки зрения этого подхода соотношение «неопределённостей» Гейзенберга помимо ограничения на среднеквадратичные отклонения запрещает лишь введение функции распределения, которая зависела бы от обеих переменных, но не саму возможность их одновременного наблюдения.

Что касается теоремы Белла, то, как показал её анализ с точки зрения теории вероятностей (см., например, обзорную статью [3], а также [4, 5]), наблюдаемое в экспериментах нарушение неравенства Белла вовсе не отвергает существование ЛСП в природе, а его несоблюдение квантовыми вероятностями вовсе не означает, что существование ЛСП отвергается квантовой теорией. В действительности в эксперименте фальсифицируется лишь белловская классическая вероятностная модель ЛСП, которая противоречит классической теории вероятностей. И это касается всех модификаций теоремы Белла, с неравенствами или без них [6].

Таким образом, остаётся вопрос о статусе существующей модели двухщелевого эксперимента. Наша цель — показать, что эта модель представляет собой незавершенное квантовое описание этого эксперимента и поэтому создаёт ошибочное представление о корпускулярно-волновом дуализме. В действительности квантовая теория допускает модель, в которой волновые свойства частицы не противоречат её корпускулярным свойствам.

**1. Двухщелевой эксперимент.** Пусть  $YZ$ -плоскость совпадает с плоскостью первого экрана, в котором имеются две одинаковые параллельные друг другу щели, причем середина первой проходит вдоль плоскости  $y = -a$ , а второй — вдоль плоскости  $y = a$ . И пусть волновая функция  $\Psi_{\text{two}}(x, y, z; E)$ , описывающая состояние частицы с заданной энергией  $E$ , когда обе щели открыты, имеет вид

$$\Psi_{\text{two}}(x, y, z; E) \equiv \Phi(x, y, z; E), \quad (1)$$

где  $\Phi(x, y, z; E) = \psi_{\text{one}}^{(1)}(x, y, z; E) + \psi_{\text{one}}^{(2)}(x, y, z; E)$ ;  $\psi_{\text{one}}^{(1)}(x, y, z; E) = \Psi_{\text{one}}(x, y - a,$

$z; E$ );  $\psi_{\text{one}}^{(2)}(x, y, z; E) = \Psi_{\text{one}}(x, y + a, z; E)$ ;  $\Psi_{\text{one}}(x, y, z; E)$  — «однощелевая» волновая функция, которая обладает следующими свойствами:

$$\Psi_{\text{one}}(x, -y, z; E) = \Psi_{\text{one}}(x, y, z; E); \quad \Psi_{\text{one}}(0, y, z; E) = 0 \quad \text{если } |y| > d/2.$$

Здесь  $d$  — ширина щелей,  $a > d/2$ . Предполагается также, что частица падает на первый экран слева. При этом второй экран (детектор частиц) совпадает с плоскостью  $x = L$  ( $L > 0$ ). Очевидно

$$\Psi_{\text{two}}(x, -y, z; E) = \Psi_{\text{two}}(x, y, z; E). \quad (2)$$

В данном случае  $y$ -ые проекции плотности потоков вероятности, соответствующие волновым функциям  $\psi_{\text{one}}^{(1)}$  и  $\psi_{\text{one}}^{(2)}$ , компенсируют друг друга на плоскости  $y = 0$ , а  $y$ -ая проекция плотности потока вероятности, соответствующая их суперпозиции, равна нулю. Если теперь вставить вдоль плоскости симметрии бесконечно тонкое двухстороннее «зеркало» (мы используем здесь это слово, имея в виду оптический аналог квантового двухщелевого эксперимента), которое упруго отражает частицы, то волновая функция (1) и, следовательно, интерференционная картина на втором экране не изменятся; в эксперименте с зеркалом условие (2) сохраняется.

Такое размещение зеркала может трактоваться как неразрушающее “which-way” измерение. Совпадение волновых функций в исходном (без зеркала) и модифицированном (с зеркалом) экспериментах позволяет сделать следующие выводы:

- (1) ансамбль частиц в исходном эксперименте без зеркала *эквивалентен* ансамблю частиц в модифицированном эксперименте, где частицы заведомо не могут пересекать плоскость  $y = 0$ , занятую зеркалом;
- (11) в исходном эксперименте, как и в эксперименте с зеркалом, частица проходит только через одну из открытых щелей.

Таким образом, волновая функция (1) может быть записана в виде

$$\Psi_{\text{two}}(x, y, z; E) = \psi_{\text{two}}^{(1)}(x, y, z; E) + \psi_{\text{two}}^{(2)}(x, y, z; E); \quad (3)$$

где  $\psi_{\text{two}}^{(1)}$  и  $\psi_{\text{two}}^{(2)}$  — кусочно-непрерывные функции:

$$\psi_{\text{two}}^{(1)} = \begin{cases} 0, & y > 0, \\ \Phi(x, y, z; E), & y < 0; \end{cases} \quad \psi_{\text{two}}^{(2)} = \begin{cases} \Phi(x, y, z; E), & y > 0, \\ 0, & y < 0 \end{cases}$$

и  $\psi_{\text{two}}^{(1)}(x, 0, z; E) = \psi_{\text{two}}^{(2)}(x, 0, z; E) = \Phi(x, 0, z; E)/2$ .

Согласно [7], состояния (1) и (3) представляют собой когерентные суперпозиции микроскопически различных состояний (КСМРС). Однако, хотя речь идёт об одном и том же состоянии, физический смысл функций, входящих в выражения (1) и (3), отличается кардинально. Действительно, вторая пара функций описывает альтернативные подпроцессы двухщелевого эксперимента, поскольку для произвольного значения параметра  $L$

$$\|\Psi_{\text{two}}\|^2 = \|\psi_{\text{two}}^{(1)}\|^2 + \|\psi_{\text{two}}^{(2)}\|^2, \quad (4)$$

где

$$\|\Psi\|^2 = \int_{-\infty}^{\infty} |\Psi(L, y, z; E)|^2 dy.$$

Здесь  $\|\Psi\|^2$  не зависит от  $z$ , поскольку исследуемая структура однородна в  $z$ -направлении. В то же время первая пара не может быть связана с какими-либо подпроцессами, поскольку

$$\|\Psi_{\text{two}}\|^2 \neq \|\psi_{\text{one}}^{(1)}\|^2 + \|\psi_{\text{one}}^{(2)}\|^2$$

из-за ненулевого (для произвольного значения  $L$ ) интерференционного вклада

$$2\text{Re} \int_{-\infty}^{\infty} \psi_{\text{one}}^{(1)}(L, y, z; E) [\psi_{\text{one}}^{(2)}(L, y, z; E)]^* dy.$$

КСМРС (3) удовлетворяет правилу «или-или», которое распространяется в теории вероятностей на альтернативные случайные события. Согласно (4), в двухщелевом эксперименте весь ансамбль частиц, состояние которого описывается волновой функцией (3), разделяется на два подансамбля. Один из них, описываемый функцией  $\psi_{\text{two}}^{(1)}$ , состоит из частиц, которые проходят через первую щель при условии, что вторая щель открыта. Другой подансамбль, описываемый функцией  $\psi_{\text{two}}^{(2)}$ , состоит из частиц, которые проходят через вторую щель при условии, что первая щель открыта. При этом каждый подансамбль образует неустранимый контекст для своего партнёра.

Как видим, интерференция играет двойную роль в двухщелевом эксперименте. С одной стороны, она делает невозможным различение состояний  $\psi_{\text{one}}^{(1)}$  и  $\psi_{\text{one}}^{(2)}$ . С другой стороны, именно интерференция позволяет разбить процесс рассеяния частицы в двухщелевом эксперименте на два неотделимых друг от друга альтернативных подпроцесса, которые описываются функциями  $\psi_{\text{two}}^{(1)}$  и  $\psi_{\text{two}}^{(2)}$ .

Для понимания природы перехода от (1) к (3), а также связи исходного и модифицированного экспериментов могут быть полезны следующие рассуждения. Поскольку плоскость  $y = 0$  является плоскостью симметрии для состояния  $\Psi_{\text{two}}$ , соответствующий ансамбль частиц, согласно (1), состоит из пар частиц с зеркально-симметричными «траекториями»: одна частица каждой пары описывается волновой функцией  $\psi_{\text{one}}^{(1)}$ , а другая — функцией  $\psi_{\text{one}}^{(2)}$ . (Существование *траектории* для квантовой частицы не запрещается принципом *статистической дисперсии*; тем не менее, мы берём это слово в кавычки, поскольку понятие траектории является чуждым для квантовой теории, имеющей дело с ансамблями частиц.)

Рассмотрим зеркально-симметричные «траектории», которые пересекают плоскость  $y = 0$ . Точка их пересечения находится именно на этой плоскости. Поскольку суммарный «поток» частиц через плоскость  $y = 0$  в каждой паре равен нулю, ансамбль частиц с взаимно пересекающимися зеркально-симметричными «траекториями»  $\chi$  фактически преобразуется в ансамбль пар частиц с зеркально-симметричными «траекториями»  $\langle \rangle$ , которые касаются плоскости  $y = 0$ , не пересекая её (это свойство отражено в том, что для  $\Psi_{\text{two}}$  плотность потока вероятности через плоскость  $y = 0$  равна нулю). Трансформация парной «траектории»  $\chi$  в пару  $\langle \rangle$  имеет принципиальное значение. Из-за интерференции функций  $\psi_{\text{one}}^{(1)}$  и  $\psi_{\text{one}}^{(2)}$  пересекающиеся «траектории» первой пары микроскопически неразличимы и, следовательно, говорить об

ансамбле таких пар не имеет физического смысла. В то же время соприкасающиеся «траектории» второй пары микроскопически различимы, поскольку волновые функции  $\psi_{\text{two}}^{(1)}$  и  $\psi_{\text{two}}^{(2)}$  описывают альтернативные подпроцессы, и, следовательно, выделение ансамбля таких пар имеет смысл.

Таким образом, в данной постановке двухщелевого эксперимента плоскость симметрии  $y = 0$  играет роль идеально отражающего зеркала. И это подтверждается тем, что ансамбли частиц в экспериментах с зеркалом и без зеркала эквивалентны (волновая функция в обоих случаях одна и та же). Трансформацию КСМРС (1) в (3) в исходном эксперименте, а также связь с модифицированным экспериментом, можно изобразить в виде следующей схемы:

$$\chi \rightarrow \chi \equiv \chi \left| \right.$$

## 2. О последовательной статистической интерпретации квантовой теории.

Итак, для выяснения (в рамках формализма квантовой механики) совместимости корпускулярных и волновых свойств частицы в двухщелевом эксперименте важно сравнить его с аналогичным экспериментом с зеркалом. Очевидно, если иметь в виду одиночные эксперименты с одной частицей (где явно проявляются её корпускулярные свойства), то эти эксперименты неэквивалентны. В эксперименте с зеркалом мы точно знаем, что частица, попавшая, например, на левую половину второго экрана, прошла через левую щель. Однако в исходном эксперименте установить, через какую щель прошла в этом случае частица, невозможно в принципе. Это невозможно сделать экспериментально, и это невозможно сделать теоретически, поскольку квантовая механика описывает свойства квантовых частиц только на уровне ансамблей.

Если же и тот и другой эксперимент проделать, строго говоря, бесконечное число раз, то оказывается, что получаемые в обоих случаях дифракционные картины на втором экране одинаковы при любом расстоянии  $L$  между экранами. Другими словами, волна вероятности, прошедшая через обе щели в экспериментах с зеркалом и без зеркала создаёт одну и ту же дифракционную картину на втором экране. Это говорит о том, что на уровне ансамблей (в поведении которых проявляются волновые свойства квантовой частицы) оба эксперимента эквивалентны. Это и позволяет сделать вывод, что в рамках квантового (статистического) описания двухщелевого эксперимента весь ансамбль частиц в *исходном* эксперименте разбивается на два подансамбля частиц, прошедших через разные щели, что говорит о совместимости волновых и корпускулярных свойств частицы в рамках квантово-механического описания.

Заметим, что представленная модель двухщелевого эксперимента основана на той же идее, что и модель одномерного законченного рассеяния [8]. И эта идея состоит в том, что одночастичные квантовые процессы, описываемые в стандартном подходе как КСМРС хотя бы на одном из этапов рассеяния, должны рассматриваться в квантовой механике как сложные процессы, состоящие из неотделимых друг от друга когерентно протекающих альтернативных подпроцессов. При этом исходная КСМРС должна быть преобразована в КСМРС, норма которой на всех этапах рассеяния равна сумме норм состояний, образующих эту суперпозицию.

Таким образом, речь идёт о новом подходе к описанию одночастичных

КСМРС на основе уравнения Шрёдингера, который «примирует» квантовую механику с классической или, точнее, «примирует» квантово-механический принцип суперпозиции, управляющий волновыми свойствами квантовой частицы, с принципами макроскопического реализма [7], управляющими свойствами частицы как корпускулы. Если из стандартного описания двухщелевого эксперимента и одномерного законченного рассеяния следует, что частица может пройти через две щели одновременно и туннелировать со сверхсветовой скоростью (эффект Хартмана) [9–11], то в новом подходе эти «эффекты» не возникают (см. также [8]).

На наш взгляд, данный подход должен быть распространен в квантовой теории на все (не только одночастичные) системы, состояние которых представляет собой КСМРС, поскольку только в этом случае квантовая теория допускает последовательную статистическую интерпретацию и освобождается от связанных с КСМРС парадоксов.

Следуя Баллентайну [1], мы рассматриваем статистическую интерпретацию как единственную, которая правильно отображает характер квантовой теории. Но, в отличие от [1], мы считаем, что даже в рамках этой (правильной) интерпретации квантовая механика автоматически не освобождается от парадоксов, связанных с КСМРС. Как было доказано в [6], если состояние ансамбля частиц представляет собой КСМРС, то вероятностное пространство, которому принадлежит множество значений координаты (или импульса) частиц ансамбля, является неколмогоровским. Последнее, согласно классической теории вероятностей (см. [2]), означает, что квадрат модуля КСМРС, в отличие от обычных чистых квантовых состояний, описывает множество *несовместимых* между собой случайных событий, и, следовательно, корректная интерпретация квадрата модуля КСМРС как плотности вероятности невозможна, а сама квантовая теория с её современным подходом к КСМРС в принципе не допускает последовательную статистическую интерпретацию. Вычисление средних значений одночастичных наблюдаемых и введение характеристических времён рассеяния на основе «неколмогоровских» функций распределения (в стандартном подходе к КСМРС) как раз и приводит к парадоксам.

Новый подход предполагает разложение неколмогоровского вероятностного пространства, связанного с квадратом модуля КСМРС, на сумму колмогоровских подпространств, описывающих альтернативные подпроцессы. Волновые пакеты, описывающие альтернативные подпроцессы, соблюдая корпускулярные свойства частицы, могут пройти только через одну щель в двухщелевом эксперименте, и *либо* пройти через барьер, *либо* отразиться от него в случае одномерного законченного рассеяния.

Важно подчеркнуть, что новый подход предполагает обобщение применительно к КСМРС предложенной в [2] концепции реальных (в общем случае не зависящих от наблюдателя) контекстов. А именно, контексты, приводящие к КСМРС, должны рассматриваться как сложные контексты, состоящие из элементарных контекстов. Альтернативные подпроцессы связаны именно с элементарными контекстами. Набор элементарных контекстов (сложный контекст) является «визитной карточкой» квантового процесса, описываемого КСМРС. Поэтому подпроцессы, связанные с элементарными контекстами, в принципе не отделимы друг от друга.

Например, в случае двухщелевого эксперимента сложный контекст состоит из двух элементарных контекстов, создаваемых каждой щелью. Симметрия сложного контекста в данном случае такова, что области действия обоих элементарных контекстов отделяются друг от друга плоскостью  $y = 0$ . Каждый элементарный контекст определяет свой подансамбль частиц, которые не пересекают эту границу. Здесь важно ещё раз подчеркнуть, что в рамках квантового описания из-за интерференции однощелевых волновых функций не имеет смысла говорить о подансамблях частиц, пересекающих эту границу.

Новый подход предполагает также, что для каждого сложного контекста существует модифицированный “which-way”-контекст, который порождает ту же КСМРС, но при этом позволяет различить соответствующие альтернативные подпроцессы. Например, в случае двухщелевого эксперимента — это эксперимент с зеркалом. В случае одномерного законченного рассеяния “which-way”-контекст может быть создан, например, путём включения слабого (строго говоря, бесконечно слабого) магнитного поля в области потенциального барьера, которое не влияет на динамику внешних степеней свободы электрона. Изучая ларморовскую прецессию спина подансамбля электронов, проходящих через барьер или отражающихся от него, можно получить информацию о длительности пребывания электрона в области барьера для каждого подпроцесса.

Работа выполнена при частичном финансировании Федеральным агентством по науке и инновациям (проект № 02.740.11.0238) и Президентской программой поддержки ведущих научных школ (проект № 3558.2010.2).

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Ballentine L. E. The statistical interpretation of quantum mechanics // *Rev. Mod. Phys.*, 1970. Vol. 42, no. 4. Pp. 358–381.
2. Khrennikov A. Yu. The principle of complementarity: a contextual probabilistic viewpoint to complementarity, the interference of probabilities and incompatibility of variables in quantum mechanics // *Found. Phys.*, 2005. Vol. 35, no. 10. Pp. 1655–1693.
3. Хренников А. Ю. Эксперимент ЭПР–Бома и неравенство Белла: квантовая физика и теория вероятностей // *ТМФ*, 2008. Т. 157, № 1. С. 99–115; англ. пер.: Khrennikov A. Yu. EPR-Bohm experiment and Bell’s inequality: Quantum physics meets probability theory // *Theoret. and Math. Phys.*, 2008. Vol. 157, no. 1. Pp. 1448–1460.
4. Accardi L. Urne e camaleonti. Dialogo sulla realtà, le leggi del caso e l’interpretazione della teoria quantistica. Milano: Il Saggiatore, 1997. 507 pp.; русск. пер.: Аккарди Л. Диалоги о квантовой механике: Гейзенберг, Фейнман, Академус, Кандидо и хамелеон на ветке. М.: Институт компьютерных исследований, НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2004. 448 с. (пер. с итал. Арефьевой А. Я.; под ред. Баранова А. А., Воловича И. В.)
5. Khrennikov A. Yu. Contextual approach to quantum formalism / *Fundamental Theories of Physics*. Vol. 160. New York: Springer, 2009. 353 pp.
6. Accardi L. Snapshots on quantum probability // *Vestn. Samar. Gos. Univ. Estestvennonauchn. Ser.*, 2008. no. 8/1(67). Pp. 277–294.
7. Leggett A. J. Testing the limits of quantum mechanics: motivation, state of play, prospects // *J. Phys.: Condens. Matter*, 2002. Vol. 14, no. 15, R415.
8. Chuprikov N. L. On a new mathematical model of tunnelling // *Vestn. Samar. Gos. Univ. Estestvennonauchn. Ser.*, 2008. no. 8/1(67). Pp. 625–633.
9. Winful H. G. Tunneling time, the Hartman effect, and superluminality: A proposed resolution of an old paradox // *Physics Reports*, 2006. Vol. 436, no. 1–2. Pp. 1–69.
10. Olkhovskiy V. S., Recami E. and Salesi G. Superluminal tunnelling through two successive barriers // *Europhys. Lett.*, 2002. Vol. 57, no. 6, 879.

11. *Nimtz G.* On Virtual Phonons, Photons, and Electrons // *Found. Phys.*, 2009. Vol. 39, no. 12. Pp. 1346–1355.

Поступила в редакцию 21/XII/2010;  
в окончательном варианте — 17/V/2011.

MSC: 81P05, 81P40

## ON THE COMPATIBILITY OF THE CORPUSCULAR AND WAVE PROPERTIES OF A PARTICLE IN THE TWO-SLIT EXPERIMENT

*N. L. Chuprikov*

Tomsk State Pedagogical University,  
60, Kievskaya st., Tomsk, 634061, Russia.

E-mail: [chnl@tspu.edu.ru](mailto:chnl@tspu.edu.ru)

*A new quantum-mechanical model of the two-slit experiment is presented, in which the wave properties of a particle are compatible with its corpuscular ones. The model is based on the idea which also underlies our previous model of a one-dimensional completed scattering. Its essence is that quantum processes, in which the system's state represents a coherent superposition of microscopically distinct substates (CSMDS), must be considered as complex random processes consisting of alternative subprocesses. Only with a new approach to CSMDSs quantum theory admits a consistent statistical interpretation and becomes free from the paradoxes associated at present with CSMDSs.*

**Key words:** *wave-corpuscular duality, statistical interpretation of quantum mechanics, coherent superposition of microscopically distinct states.*

Original article submitted 21/XII/2010;  
revision submitted 17/V/2011.

---

*Nikolay L. Chuprikov* (Dr. Sci. (Phys. & Math.)), Associate Professor, Dept. of Theoretical Physics.