

напряжением) в качестве единицы измерений также используют Б. в соответствии с выражением

$$A = 2 \lg \frac{F_2}{F_1} \text{ Б.} \quad (2)$$

Пач. уровни  $P_1$  и  $F_1$  выбираются соотв. условиям конкретной задачи, а для общих вопросов в разл. областях науки и техники — в порядке междунар. соглашений или нац. стандартов, напр. для звуковой мощности  $P_1 = 10^{-12}$  Вт (междунар.), для виброускорений  $F_1 = 3 \cdot 10^{-4}$  м/с<sup>2</sup> (СССР).

Назв. в честь А. Белла (А. Bell). На практике используется преим. дольная единица — *децибел*.

Лит.: Р. н. и Г. Г., Логарифмы, децибелы, деципоги, М., Д., 1962; ГОСТ 24204—80, Единица децибел для измерений уровней, затуханий и усиления в технике проводной связи.

Ю. И. Иорш.

**БЕЛАЯ ДЫРА** — гипотетич. космич. объект, эволюция к-рого представляет собой обратный процесс *гравитационный коллапс* небесного тела с образованием *чёрной дыры*. Предсказание возможности существования Б. д. (И. Д. Новиков, 1964) следует из *общей теории относительности*. Вещество, находившееся первоначально внутри Б. д., с течением времени расширяется и выходит из-под *гравитационного радиуса* Б. д. («взрыв» Б. д.); весь этот процесс является видимым для удалённого наблюдателя. Б. д. в расширяющейся Вселенной могут реализовываться как ядра вещества, задержавшиеся в общем космологич. расширении из-за локальной неоднородности пач. условий. В первонач., идеализир. моделях Б. д. величина задержки расширения вещества Б. д., отсчитанная от начала общего космологич. расширения, могла быть произвольной. В связи с этим в прошлом делались попытки привлечь Б. д. к объяснению таких явлений, как активность *квазаров* и *ядер галактик*. Однако в 1974 было выяснено, что аккреция Б. д. окружающего её вещества и квантово-гравитац. эффекты, возникающие в сильных гравитац. полях внутри Б. д. (см. *Квантовая теория гравитации*), препятствуют взрыву Б. д. и заставляют вещество Б. д. оставаться внутри неё, если время задержки существования превышает  $r_g/c$ , где  $r_g$  — гравитац. радиус Б. д. [Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, А. А. Старобинский; Д. Эрдли (D. Eardley)]. Образующийся при этом объект совпадает по своим наблюдат. свойствам с чёрной дырой, отличаясь от неё только историей своего происхождения и нек-рыми деталями внутр. строения; применительно к нему назв. «Б. д.» приобретает условный характер. Те Б. д., к-рые могли бы существовать во Вселенной в настоящее время, принадлежат к объектам последнего типа и не взрываются.

А. А. Старобинский.

**БЕЛЛА НЕРАВЕНСТВА** — неравенства, справедливые для любой классич. статистич. системы, в к-рой невозможно распространение сигналов со скоростью больше скорости света (требование локальности); установлены Дж. С. Беллом [1]. Получены с целью продемонстрировать отличие предсказаний квантовой механики от предсказаний любой теории *скрытых параметров*, удовлетворяющей требованиям спец. теории относительности.

Пусть в нек-рой точке  $I$  измерятся величина  $A_a$ , а в точке 2, отделинной пространственноподобным *интервалом* от  $I$ , — величина  $B_b$ , причём обе величины могут принимать значения  $\pm 1$ , а индексы  $a, b$  означают зависимость этих величин от направления в пространстве. Предположим, что определ. результат ( $\pm 1$ ) измерения  $A$ , кроме направления  $a$ , зависит от значения нек-рого скрытого параметра  $\lambda$ , а результат измерения  $B$  — от направления  $b$  и того же  $\lambda$ , локализованного в области пространства-времени  $\Omega$ , образованной пересечением *световых конусов* прошлых точек  $I$  и 2. «Локальность» скрытых параметров означает, что  $A$  не зависит от  $b$ , а  $B$  не зависит от  $a$ . Поэтому любые корреляции между  $A$  и  $B$  могут быть обусловлены только общим прошлым, в к-ром заданы  $\lambda$ . Это

утверждение, очевидно, верно для любой классич. релятивистской статистич. системы. Статистика определяется вероятностным распределением параметров  $\rho(\lambda)$  в  $\Omega$ . Тогда матем. ожидание произведения измеряемых величин  $A_a$  и  $B_b$  есть  $P(A_a B_b) = \int_{\Omega} d\lambda \rho(\lambda) \times \bar{A}(a, \lambda) \bar{B}(b, \lambda)$ , где  $\bar{A}(a, \lambda)$ ,  $\bar{B}(b, \lambda)$  — величины  $A_a$ ,  $B_b$ , усреднённые по возможным значениям скрытых параметров измерит. приборов (если рассматриваются т. н. контекстуально зависимые теории скрытых параметров, в к-рых значение к.-л. характеристики системы вычисляется на основе значений скрытых параметров не только самой системы, но и измерит. прибора), так что  $|\bar{A}| \leq 1$ ,  $|\bar{B}| \leq 1$ . Обозначим через  $a', b'$  альтернативные к  $a, b$  положения приборов, измеряющих  $A, B$ . Тогда

$$\begin{aligned} P(A_a B_b) - P(A_a B_{b'}) &= \\ &= \int d\lambda \rho(\lambda) [\bar{A}(a, \lambda) \bar{B}(b, \lambda) - \bar{A}(a, \lambda) \bar{B}(b', \lambda)] = \\ &= \int d\lambda \rho(\lambda) \{ \bar{A}(a, \lambda) \bar{B}(b, \lambda) [1 \pm \bar{A}(a', \lambda) \bar{B}(b', \lambda)] - \\ &- \int d\lambda \rho(\lambda) \{ \bar{A}(a, \lambda) \bar{B}(b', \lambda) [1 \pm \bar{A}(a', \lambda) \bar{B}(b, \lambda)] \}. \end{aligned}$$

Из  $|\bar{A}| \leq 1$ ,  $|\bar{B}| \leq 1$  следует:

$$\begin{aligned} |P(A_a B_b) - P(A_a B_{b'})| &\leq \\ &\leq \int d\lambda \rho(\lambda) [1 \pm \bar{A}(a', \lambda) \bar{B}(b', \lambda)] + \\ &+ \int d\lambda \rho(\lambda) [1 \pm \bar{A}(a', \lambda) \bar{B}(b, \lambda)], \end{aligned}$$

откуда, используя условия нормировки  $\rho(\lambda)$ ,  $\int_{\Omega} d\lambda \rho(\lambda) = 1$ , получим Б. н.:

$$\begin{aligned} |P(A_a B_b) - P(A_a B_{b'})| &\leq 2 \pm \{P(A_{a'} B_{b'}) + P(A_{a'} B_b)\}, \\ |P(A_a B_b) - P(A_a B_{b'})| &+ |P(A_a B_{b'}) - P(A_a B_b)| \leq 2. \end{aligned}$$

В квантовой механике, не предполагающей существования скрытых параметров, Б. н. в общем случае не имеют места. Поэтому эксперим. проверка нарушения Б. н. явилась мощным средством проверки квантовой механики и её интерпретации. Поставленные эксперименты типа *Эйнштейна — Подольского — Розена* (см. *Эйнштейна — Подольского — Розена парадокс*) с парами частиц — фотонов и нуклонов [2, 3] убедительно свидетельствуют в пользу квантовой механики в её копенгагенской интерпретации против теории скрытых параметров. В этих экспериментах роль  $A_a, B_b, A_{a'}, B_{b'}$  играют проекции спина частицы па то или иное направление, определяемое прибором. Нарушение Б. н. связано с тем, что поворот одного прибора, регистрирующего частицу, согласно квантовой механике, меняет информацию о системе и, следовательно, образом влияет на вероятность регистрации частицы др. прибором, несмотря на то, что никакого материального носителя этого влияния (частицы или поля) не существует. Связано это с тем, что при измерении в квантовой механике происходит *редукция волнового пакета*.

С точки зрения изложенного вывода Б. н. это означает нарушение локальности (понимаемой Беллом как выполнение требования, чтобы измерение, производимое в точке  $A$ , не влияло на результаты измерения, производимого в точке  $B$ ; не путать с локальностью в квантовой теории поля!). Поэтому ряд авторов называет это свойство квантовой механики «нелокальностью» (Белл [1]) или «несенарабельностью» (Д'Эспанья [4]). (См. также *Аарпона — Бома эффект*.)

Нарушение Б. н. свидетельствует о несправедливости в квантовой механике т. н. критерия реальности физ. величин *Эйнштейна — Подольского — Розена*, согласно к-рому свойства частиц, описываемые некомутирующими операторами (проекция спина на разные направления и т. п.), существуют независимо от их