

ФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

Прогресс в уточнении фундаментальных физических констант: рекомендованные значения КОДАТА 2010

С.Г. Каршенбойм

*Рабочая группа по фундаментальным константам при Комитете данных для науки и техники Международного совета по науке каждые четыре года представляет таблицы рекомендованных значений фундаментальных физических постоянных. Недавно были опубликованы рекомендованные значения КОДАТА 2010 (Mohr P.J., Taylor B.N., Newell D.B., "CODATA recommended values of the fundamental physical constants: 2010" Rev. Mod. Phys. **84** 1527 (2012)), основанные на мировых данных по состоянию на 31 декабря 2010 г. В настоящем обзоре дан краткий анализ как новых согласованных значений констант, так и привлечённых оригинальных результатов, на основе которых они были уточнены. Для удобства обсуждения все данные разбиты на блоки. Появившиеся оригинальные экспериментальные и теоретические результаты обсуждаются для каждого блока по отдельности. Особое внимание уделено экспериментальному и теоретическому прогрессу в уточнении постоянной Ридберга R_∞ , отношения масс электрона и протона m_e/m_p , постоянной тонкой структуры α , постоянной Планка h , постоянной Больцмана k , гравитационной постоянной G и аномального магнитного момента мюона a_μ . В заключение рассматриваются перспективы переопределения единиц Международной системы СИ в терминах фундаментальных физических постоянных, которое сейчас активно обсуждается метрологическим сообществом. Возможность и эффективность практической реализации сценария с новыми определениями единиц измерения напрямую зависят от состояния дел в уточнении значений фундаментальных постоянных.*

PACS numbers: 06.20.Jr, **12.20** – m, 31.30.J–, 42.50.Xa

DOI: 10.3367/UFNr.0183.201309d.0935

Содержание

1. Введение (935).
2. Структура мировых данных и результатов Согласования (936).
3. Вспомогательные данные (938).
 - 3.1. Рекомендованные значения.
 - 3.2. Измерение постоянной Ридберга и зарядовый радиус протона.
 - 3.3. Массы атомов и ядер в атомных единицах массы.
4. Уточнение отношения масс электрона и протона (942).
5. Уточнение постоянной тонкой структуры α и связанные с ней данные (943).
 - 5.1. Основные результаты.
 - 5.2. Замечание о статусе m_e/m_p как вспомогательной константы.
 - 5.3. Замечание о точности разных значений α , включённых в Согласование.
6. Уточнение значений постоянной Планка h , элементарного заряда e и постоянной Авогадро N_A (947).
7. Фундаментальные константы и единицы измерения масс элементарных частиц (949).

8. Независимые константы: G , k и другие (950).
 - 8.1. Общие замечания: прецизионные измерения гравитации.
 - 8.2. Общие замечания: прецизионная термометрия.
 - 8.3. Рекомендованные значения.
 - 8.4. Измерение постоянной всемирного тяготения.
 - 8.5. Прогресс в измерении постоянной Больцмана.
 9. Определение аномального магнитного момента мюона (955).
 10. Прогресс в уточнении значений фундаментальных физических констант (956).
 11. На пути к квантовой системе единиц измерения (квантовой СИ) (958).
 12. Заключение (960).
- Список литературы (961).

1. Введение

Уточнение значений фундаментальных физических постоянных представляет собой задачу, требующую привлечения наиболее продвинутых экспериментальных и теоретических методов. Исследования в этой области играют важную роль в физике и метрологии, находя самые разнообразные приложения. Так, метрологическое сообщество сейчас активно обсуждает возможность переопределения единиц Международной системы СИ в терминах фундаментальных констант, таких как постоянная Планка h , элементарный заряд e , постоянная Больцмана k и постоянная Авогадро N_A . Сама возможность реализации подобного сценария напрямую зависит от состояния дел с уточнением значений фундаментальных постоянных.

С.Г. Каршенбойм, Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН,
Пулковское шоссе 65, корп. 1, 196140 Санкт-Петербург,
Российская Федерация
E-mail: S.G.Karshenboim@gao.spb.ru
Max-Planck-Institut für Quantenoptik,
Hans-Korfermann Str. 1, 85748 Garching, Germany

Статья поступила 12 сентября 2012 г.

В атомной физике уточнение постоянной Ридберга R_∞ выявило значительные расхождения в результатах спектроскопии атома водорода и мюонного водорода. В то же время прогресс в измерениях постоянной тонкой структуры α методами рамановской спектроскопии и аномального магнитного момента электрона в ловушке Пеннинга открывает возможность для проверки вычислений пятипетлевых фейнмановских диаграмм.

Этими примерами фундаментальные и практические приложения результатов определения констант, конечно же, не исчерпываются.

Фундаментальные постоянные входят в уравнения в различных областях физики и поэтому их измерения предполагают наличие разных методов, разных погрешностей и приближений. Часто результатом измерений являются не те или иные фундаментальные постоянные сами по себе, а их комбинации. Совокупная обработка собранных мировых данных называется согласованием (adjustment) значений фундаментальных физических констант. Эта процедура регулярно проводится Международной рабочей группой КОДАТА по фундаментальным константам¹ [1–7]. Последнее из таких согласований было проведено на основе данных, имевшихся на конец 2010 г. Недавно подробный анализ данных и полученные результаты были опубликованы [7], так что данный обзор как раз и посвящён этому согласованию.

На русском языке согласования значений констант регулярно отражались в виде таблиц или обзоров [8–14]. В частности, результаты Согласования 2006 [5, 6] обсуждались в обзоре [14] и поэтому в данной статье, рассматривая результаты последнего согласования [7], мы подробно касаемся лишь результатов, появившихся в 2007–2010 гг.

Использование термина "согласование" отражает то обстоятельство, что обработка данных существенно отличается от стандартной.

При согласовании значений фундаментальных констант проводится совместная обработка чрезвычайно разнородных данных. Эти данные имеют совсем разные точности, основаны на измерениях или расчётах из разных областей физики и при этом зачастую скоррелированы весьма сложным образом. Эти корреляции относятся как к собственно результатам измерений или вычислений (например, могут быть использованы одни и те же эталоны), так и к величинам, которые должны возникнуть на конечном этапе согласования. Так, например, измеряя одновременно e^2/h , h , e/h , eN_A , hN_A , N_A и e в разных экспериментах, необходимо прийти к согласованным результатам.

Говоря о таблицах рекомендованных значений констант, отметим, что можно, конечно, привести только минимальный набор величин и указать коэффициенты корреляций. Однако это не принято делать в справочных таблицах, поскольку затрудняет их использование. Так, величина e^2/h известна с более высокой точностью, чем e и h по отдельности, и без знания корреляции между их погрешностями вычисление e^2/h по e и h невозможно. В итоге таблицы включают не только минимальный набор независимых констант, но также и широкий набор других, как бы избыточных, комбинаций, погрешности

которых найдены с учётом корреляций между рекомендованными значениями фундаментальных констант из минимального независимого набора.

Согласование предполагает проверку самосогласованности данных на входе, давая на выходе самосогласованный набор значений. Для реализации первой задачи проводится подробное обсуждение вводных данных, а для второй — строятся таблицы значений, достаточные для прямого использования.

На протяжении последних лет согласования значений фундаментальных постоянных проводятся Международной рабочей группой КОДАТА по фундаментальным константам с периодичностью в четыре года. Собственная совместная обработка имеющихся данных проводится сравнительно быстро. Так, данные принимались до 31 декабря 2010 г., а уже через три месяца рекомендованные значения появились на сайте НИСТ² по адресу: <http://physics.nist.gov/cuu/Constants/index.html>.

Вместе с тем написание подробного (почти стостраничного) текста с детальным описанием всех данных и использованных процедур обработки требует значительного времени, и поэтому основная публикация [7] появилась с заметной задержкой. Учитывая, что Согласование 2010 оставило без ответов определённые вопросы, связанные с плохим согласием некоторых исходных данных, в данном обзоре обсуждаются не только детали собственно Согласования, но и кратко говорится о прогрессе, достигнутом после него. Во избежание недоразумений более поздние новые значения констант обсуждаются в тексте, но не приводятся в явном виде в формулах, таблицах или рисунках.

Учитывая большой объём накопленных экспериментальных и теоретических данных, мы приводим ссылки только на некоторые недавние и наиболее важные работы. Остальные ссылки можно найти в соответствующих работах по Согласованию 1998 [3], 2002 [4], 2006 [5, 6] и 2010 [7] гг. Количество ссылок в каждой из этих работ составляет несколько сотен, и мы думаем, что было бы нецелесообразно приводить их здесь полностью.

2. Структура мировых данных и результатов Согласования

Использование данных, обладающих существенно разной точностью, и теоретических выражений, содержащих разнообразные комбинации фундаментальных констант, порождает определённую структуру, позволяющую проводить анализ данных по блокам.

Роль тех или иных данных определяется не способом их обработки (будь то одновременная совокупная обработка по методу наименьших квадратов или последовательная обработка блок за блоком), а тем, с какой точностью эти данные известны. При этом непосредственно важна не относительная или абсолютная погрешность определения величины сама по себе, а то, как она соотносится с погрешностью других данных.

Так, часто возникает ситуация, когда необходимо работать с произведениями величин, которые известны с разной относительной точностью, различающейся, скажем, на порядок. Такие произведения можно рассматривать следующим образом. Вначале наиболее точные

¹ Task Group on Fundamental Constants (TGFC) of the Committee on Data for Science and Technology (CODATA) of the International Council of Science (ICSU).

² National Institute of Standards and Technology (NIST).

данные обрабатываются без учёта подобных произведений, коль скоро такие произведения имеют низкую точность. Затем менее точные величины устанавливаются при анализе произведений, при этом фактически предполагается, что более точные данные уже известны с абсолютной точностью.

Часто к простым формулам в ведущем приближении возникают различные аддитивные поправки. В этом случае иерархия данных определяется не только самой точностью входящих в них величин, но и масштабом слагаемых, в которые они входят.

Поясним сказанное на простом примере. Так, оказывается, что определение значений постоянной Ридберга R_∞ и постоянной тонкой структуры α полностью разделено, хотя в исходные выражения они входят в "перемешанном" виде. Характерные соотношения имеют вид

$$\alpha^2 = R_\infty \frac{2h}{m_e c}, \quad (1)$$

$$(c_1 + c_2 \alpha^2) R_\infty c = \nu. \quad (2)$$

Выражения в правой части равенств содержат измеряемые величины и, в частности, имеются результаты для частот ν нескольких переходов в водороде и дейтерии, которым отвечают разные численные коэффициенты c_1 и c_2 порядка единицы. При определении постоянной тонкой структуры постоянная Ридберга входит мультипликативно, а при уточнении постоянной Ридберга постоянная тонкой структуры входит аддитивно. (Реальные формулы имеют многочисленные поправки, которые качественно не меняют ситуацию и поэтому здесь опущены.)

Наиболее важные результаты для постоянной Ридберга имеют характерную относительную погрешность $\sim 10^{-11}$, а для постоянной тонкой структуры — не выше 3×10^{-10} .

Ясно, что в соотношении (1) погрешностью постоянной Ридберга следует пренебречь и, измеряя h/m_e , можно найти α . В то же время постоянная тонкой структуры известна достаточно хорошо, чтобы её погрешностью можно было пренебречь в выражении (2) в малом слагаемом с c_2 , пропорциональном $\alpha^2 \simeq 5 \times 10^{-5}$, что позволяет уже найти R_∞ , полагая, что α известна с абсолютной точностью.

Так возникает разделение данных на блоки: блок, связанный с постоянной Ридберга, и блок, связанный с постоянной тонкой структуры. Они фактически не коррелируют и обрабатываются независимым образом. (В этом разделе мы неоднократно употребляем слово "фактически", чтобы подчеркнуть, что на самом деле все данные, за редким исключением, обрабатываются вместе, однако их точности устроены так, что при их независимой обработке блок за блоком конечный результат не изменится.) Аналогичные механизмы приводят к разграничению данных на несколько характерных классов, которые фактически обрабатываются независимо друг от друга (подробнее см. [12–14]).

• Всегда имеются данные, по точности значительно превосходящие все остальные (вернее, погрешностями которых можно пренебречь при вычислении всех остальных констант). Такие данные называются вспомогательными. Их можно найти до основной процедуры. В некоторых случаях они действительно заимствуются

извне (как, например, массы некоторых атомов) и, таким образом, действительно определяются вне основной процедуры. В других случаях они находятся в рамках основной процедуры, однако в силу высокой точности они фактически определяются независимо от основной обработки данных.

• Исторически для электрической метрологии ключевую роль уже на протяжении многих лет играют два блока. Один из них (с более точными данными) относится к постоянной тонкой структуры α , а другой связан с постоянной Планка h и элементарным зарядом e . Работа с этими двумя блоками и является согласованием в узком смысле слова. Именно здесь появляются крайне разнородные измерения, используются эталоны и т.д. С учётом реальной точности данных блоки фактически обрабатываются независимо: первый из них отвечает более точным данным, а при обработке второго величина постоянной тонкой структуры фактически берётся из обработки данных первого блока.

• Имеется ряд данных с относительно низкой точностью определения для величин, которые формально можно связать разными соотношениями с вспомогательными константами или константами из двух упомянутых блоков. Так, например, прямые измерения элементарного заряда e существенно менее точны, чем его измерения в различных сочетаниях, таких как e^2/h , e/h , eN_A , и в измерениях h и N_A .

В связи с тем, что точность прямого измерения e и ряда других подобных величин крайне низка, данные прямых измерений в согласовании не участвуют, а рекомендованные значения рассчитываются на основе более точно определённых взаимосвязанных с ними фундаментальных констант. Ниже мы не выделяем специально такие константы, а приводим их значения при обсуждении соответствующих блоков.

• Всегда имеется и ряд других констант, таких как гравитационная постоянная G , постоянная Больцмана k или аномальный магнитный момент мюона a_μ , которые определяются на практике совершенно независимо от всех остальных величин и друг от друга. Собственно в согласовании они не участвуют, а их рекомендованные значения в таблицах вычисляются отдельно от основной процедуры.

Если бы данные действительно обрабатывались по методу наименьших квадратов, то в каждом блоке статистически важны были бы только одно–два наиболее точных значения. Однако принципиально важно, чтобы данные внутри блока согласовывались. Как мы увидим ниже, это бывает не всегда так. В случае плохого согласования данных необходимо экспертное заключение о том, как с ними поступать.

На основе экспертного заключения данные того или иного блока корректируются. Один из вариантов — убрать из рассмотрения те данные, которые плохо согласуются с остальными. Как правило, так не поступают. Несогласие одного измерения с другими, при отсутствии прямых указаний на возможные ошибки, не является весомым аргументом.

Редактирование данных касается в основном их погрешностей. При этом можно менять погрешность исходных данных, а можно расширить погрешность уже согласованных значений. Расширение погрешности не является произволом. Дело в том, что если погрешности данных оценены адекватно, то их разброс должен

Таблица 1. Рекомендованные значения вспомогательных фундаментальных констант. Точно известные значения приведены в верхней части таблицы; измеряемые вспомогательные константы — в нижней; u_r — относительная погрешность

Величина	Обозначение	Значение	u_r
Скорость света в вакууме	c	$299\,792\,458\text{ м с}^{-1}$	(точно)
Магнитная постоянная	μ_0	$4\pi \times 10^{-7}\text{ Н А}^{-2}$	(точно)
Электрическая постоянная	$\epsilon_0 = 1/(c^2\mu_0)$	$8,854\,187\,817\dots \times 10^{-12}\text{ Ф м}^{-1}$	(точно)
Масса атома ^{12}C	$m(^{12}\text{C})$	12 а.е.м.	(точно)
Постоянная Ридберга	R_∞	$10\,973\,731,568\,539(55)\text{ м}^{-1}$	$5,0 \times 10^{-12}$
Отношение масс протона и электрона	m_p/m_e	1836,152 672 45(75)	$4,1 \times 10^{-10}$
Масса электрона	m_e	$5,485\,799\,0946(22) \times 10^{-4}\text{ а.е.м.}$	$4,0 \times 10^{-10}$
Среднеквадратичный зарядовый радиус протона	R_p	$0,8775(51) \times 10^{-15}\text{ м}$	$5,9 \times 10^{-3}$

определяться нормальным распределением с определённой дисперсией. Если этого не происходит, то прямого усреднения данных (а метод наименьших квадратов является для разнородных данных прямым аналогом взвешенного усреднения данных с учётом их погрешностей) недостаточно и расширение погрешности отражает статистически маловероятную конфигурацию исходных данных.

В настоящее время мощность компьютеров позволяет провести обработку всех данных, не разделяя их на блоки, однако характер данных и их точность воссоздают блочную структуру за счёт статистических весов и корреляторов. Анализ согласованности данных и заключение о необходимости пересмотра их погрешностей делается, на самом деле, именно на основе поблочного анализа. В данном обзоре мы обсуждаем наиболее важные оригинальные результаты для основных блоков данных.

3. Вспомогательные данные

3.1. Рекомендованные значения

Блок вспомогательных данных формируется теми величинами, значения которых известны с наиболее высокой точностью. Так, ряд постоянных известен точно (по определению, как, например, скорость света c). Несколько других, таких как постоянная Ридберга

$$R_\infty = \frac{\alpha^2 m_e c}{2h} \quad (2)$$

или различные отношения масс частиц, измеряются с высокой точностью. К вспомогательным константам также относятся те величины, которые нужны только для учёта малых теоретических поправок к различным величинам, вычисляемым, как правило, посредством квантовой электродинамики. Рекомендованные значения вспомогательных фундаментальных констант собраны в табл. 1³.

³ Здесь и далее мы приводим в качестве примера значения лишь нескольких констант того или иного типа. Полный набор рекомендованных значений доступен на сайте НИСТ по адресу: <http://physics.nist.gov/cuu/Constants/index.html> и в работе [7].

При измерении вспомогательных постоянных менее точно известные фундаментальные константы или не возникают вообще, или могут появиться только в малых поправках (см. выше пример (2)). В случае наличия таких поправок можно полагать, что все необходимые менее точные константы уже известны.

Остановимся кратко на измерениях, затрагивающих такие важнейшие вспомогательные постоянные, как постоянная Ридберга и различные атомные массы.

3.2. Измерение постоянной Ридберга и зарядовый радиус протона

Уровни энергии в атомах водорода и дейтерия определяются в основном боровскими уровнями, выражения для которых с точностью до известных рациональных множителей сводятся к постоянной Ридберга. В то же время реальные уровни в этих атомах измеряются с высокой точностью и требуют учёта многочисленных поправок к простейшим боровским выражениям. Значительная их часть описывается эффектами квантовой электродинамики, однако имеется и чрезвычайно важный вклад, пропорциональный квадрату зарядового радиуса протона.

В то время как квантово-электродинамические поправки вычисляются непосредственно (с известным значением α — как объяснено в примере с равенствами (1) и (2)), для вычисления поправки с радиусом протона необходимо сперва найти его величину. В связи с этим определения постоянной Ридберга и радиуса протона тесно связаны между собой. Как мы упомянули выше, часть вспомогательных констант используется только при вычислении малых поправок, и такие константы известны с относительно низкой точностью. Зарядовый радиус протона, известный с погрешностью порядка одного процента, как раз и служит примером такой константы.

Коль скоро имеются две неизвестные величины, то для определения постоянной Ридберга сугубо спектроскопическими методами нужно измерить частоты как минимум двух разных оптических переходов в атоме водорода (подробнее см. [7, 15]). Вклад постоянной Ридберга и вклад от конечных размеров протона по-разному зависят от квантовых чисел n , измеряя два перехода, эти вклады всегда можно разделить (подробнее о зависимости разных вкладов в уровни энергии от главного квантового числа n см. работы [15–17]).

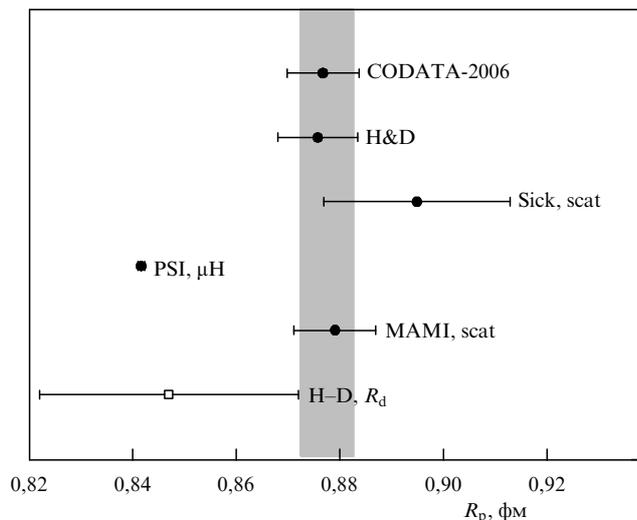


Рис. 1. Определение среднего квадратичного зарядового радиуса протона R_p . Обозначения: H&D — данные спектроскопии водорода и дейтерия; scat — результаты измерения сечения рассеяния, включающие как обработку Сиком (Sick) мировых данных, полученных до 2003 г. [18], так и недавний эксперимент на MAMI [19]; PSI, μH — результат измерения лэмбовского сдвига в мюонном водороде, выполненного в PSI [20]. Вертикальная полоса отвечает значению, рекомендованному по результатам Согласования [7]. Квадратиком отмечена величина непрямого измерения посредством сравнения изотопического сдвига в водороде и зарядового радиуса дейтрона из рассеяния (см. обсуждение в разделе 5.2).

Постоянная Ридберга в равной степени определяет электронные уровни энергии в атомах водорода и дейтерия, и для её определения можно использовать также два перехода в дейтерии, для которого имеется несколько меньше хороших экспериментальных результатов, чем для водорода (см., например, обзор измеренных частот переходов в [7]).

Вместе с тем имеется ряд измерений, не связанных со спектроскопией водорода и дейтерия, которые позволяют определить зарядовый радиус протона. Используя далее его значение, можно определить постоянную Ридберга и по одному переходу в водороде. Понятно, что для успешной совместной обработки всех данных необходимо, чтобы значения зарядового радиуса протона R_p , полученные разными способами, находились в согласии. Однако, к сожалению, это не так. Ситуация проиллюстрирована на рис. 1.

Наряду с водородо-дейтериевым спектроскопическим значением (H&D), непосредственно полученным в рамках Согласования [7], известны также два значения, определённые из рассеяния электронов на протонах (Sick, scat [18] и MAMI, scat [19]), а также результат, полученный из измерений лэмбовского сдвига в мюонном водороде (PSI, μH) [20]⁴. Последнее из значений находится в резком противоречии с тремя остальными и было исключено из Согласования. Рекомендованное значение зарядового радиуса протона было получено по трём оставшимся величинам. Соответственно, постоянная Ридберга определялась по спектроскопии водорода и дейтерия и результатам электрон-протонного рассеяния.

Следует отметить, что два значения протонного радиуса из электрон-протонного рассеяния предполагаются независимыми друг от друга. Результат [18] получен при обработке Сиком мировых данных упругого рассеяния электронов на протонах при малых и средних переданных импульсах по состоянию на 2003 г. Наиболее важным и единственным статистически значимым (для определения R_p) экспериментом по рассеянию, проведённым после этой обработки, был эксперимент, выполненный на MAMI [19].

Кроме величины зарядового радиуса протона, находящейся в согласии с более ранними мировыми данными по рассеянию и спектроскопическими измерениями водорода и дейтерия, в этой работе был получен и его магнитный радиус [19]. Его величина оказалась неожиданно низкой. Последующее обсуждение [21, 22] указало на то, что его точность, по-видимому, была заниженной. В результате можно утверждать, что реальная точность результатов [19] не вполне ясна.

Если спектроскопия атомарного водорода и рассеяние электронов на протонах являются традиционными способами определения зарядового радиуса протона и соответствующие эксперименты имеют полувековую историю, то измерение лэмбовского сдвига в мюонном водороде [20] представляет собой совершенно новый тип эксперимента. Заявленная в нём точность многократно превосходит точность традиционных методов. Если бы этот результат находился в согласии с остальными данными, то нет никаких сомнений, что именно он бы и определял величину зарядового радиуса протона.

Строго говоря, возможно рассмотрение ещё и косвенно определённой величины зарядового радиуса протона, которая может быть получена из результата для изотопического (водород–дейтерий) сдвига на переходе $1s-2s$ [23, 24], и величины зарядового радиуса дейтрона [25] по результатам обработки данных упругого рассеяния электронов на дейтроне (см. обсуждение в разделе 5.2). Этот результат представлен на рис. 1 квадратиком; он имеет большую погрешность и согласуется со всеми противоречивыми результатами. Его вклад в результаты согласования статистически пренебрежим.

В целом ситуацию с зарядовым радиусом протона нельзя признать удовлетворительной. Результаты [20] и [19] появились в середине 2010 г., т.е. приблизительно за полгода до Согласования. С тех пор (как до Согласования, так и после него) были предприняты многочисленные попытки найти объяснение противоречию в результатах. Предлагались специфические описания протона, "удовлетворяющие всем результатам"; появились утверждения о пропущенных значительных вкладах в теории мюонного водорода. Но все они оказались несостоятельными.

Любое нетривиальное поведение зарядовой плотности или зарядового формфактора основывается на наличии некоторого протяжённого облака виртуальных заряженных частиц, далеко выходящего за пределы радиуса протона. Только так можно объяснить, что на разных расстояниях, больших по сравнению с характерным радиусом протона, в экспериментах "виден" разный зарядовый радиус. Между тем современное понимание структуры протона основано на том, что имеет место невылетание (цвета) и, следовательно, на большие расстояния за пределы радиуса протона могут уйти только лёгкие и бесцветные виртуальные частицы.

⁴ MAMI — Mainzer Mikrotрон (MAMI); PSI — Paul Scherrer Institut (PSI).

Это связано с тем, что существует характерный масштаб квантовой хромодинамики, $\Lambda_{\text{QCD}} \simeq 215$ МэВ, и при импульсах, существенно меньших, чем Λ_{QCD}/c , а при расстояниях, больших, чем hc/Λ_{QCD} , имеет место лишь обесцвеченная физика. Таким образом, радиус протона отвечает характерным расстояниям, на которых и происходит обесцвечивание.

Но самый лёгкий бесцветный адрон — это пион ($m_\pi \simeq 140$ МэВ/ c^2). Ясно, что в силу соотношения неопределённостей он не способен уйти далеко за радиус протона. При выходе на расстояния больше масштабов, связанных с обесцвечиванием или с соотношением неопределённостей для пиона, зарядовая плотность убывает экспоненциально. Напомним, что характерные импульсы в водороде составляют 2 кэВ/ c , а в мюонном водороде — 0,4 МэВ/ c . Эти рассуждения приводят нас к тому, что протон представляет собой достаточно компактный объект, не допускающий каких-либо экзотических модификаций на больших расстояниях.

Теория энергетических уровней мюонного водорода, применённая в работе [20] для нахождения радиуса протона из результатов измерения лэмбовского сдвига, опиралась в основном на работы [26–28] и в значительной степени представляет собой квантово-электродинамическую теорию, в рамках которой все вклады могут быть рассчитаны из первых принципов.

Важно подчеркнуть, что, хотя мюонный водород и водород обычный отличаются во многих аспектах, вычисление уровней энергии в обоих атомах носит пертурбативный характер. Методы построения теории возмущений хорошо и давно известны, и поэтому никаких "концептуальных" новостей в теории мюонного водорода ожидать не стоит. Речь идёт о сугубо практическом приложении хорошо известных и надёжных методов к задаче, в которой характерные физические параметры принимают несколько непривычные значения.

Надёжность КЭД теории лэмбовского сдвига в мюонном водороде можно проиллюстрировать следующим примером: в работе [20] была пропущена релятивистская поправка на отдачу к вкладу электронной поляризации вакуума, вычисленная ранее в [27], где она составляла $-4,1$ мкэВ. Недавно она была подтверждена другим методом в работе [29], но вскоре было показано [30], что при расчётах по методу [27] получается результат $-2,1$ мкэВ, отличающийся от вышеприведённого в два раза.

В работе [30] это противоречие не было осознано как значительное (так как результат работы был представлен в виде суммы хорошо известной релятивистской дираковской поправки (к вкладу электронной поляризации вакуума) [26, 28, 20] и релятивистской отдачи к нему, и на фоне существенно большего дираковского вклада разногласие в результате для отдачи не столь бросается в глаза) и не было учтено. Позднее в работе [31] было разъяснено происхождение указанного противоречия и отмечено, что метод [29] приводил в оригинальном виде к неполным результатам из-за неудачного выбора калибровки. Однако это двукратное расхождение (как и полный пропуск поправки в [20]) сдвигает полный результат всего на 2–4 мкэВ, что даже не превосходит полной теоретической погрешности в 4,5 мкэВ, указанной в работе [20], и что много меньше расхождения, которое (в терминах сравнения экспериментальной величины лэмбовского сдвига и теоретического значения,

полученного с использованием радиуса протона, найденного для водорода) составляет приблизительно 310 мкэВ.

Некоторые сомнения и неопределённости в теории были также связаны с вкладами блока рассеяния света на свете. Имеются три основных типа диаграмм. Вклады первого типа (связанные с так называемым потенциалом Вичмана–Кролла) хорошо известны. Поправки второго типа (виртуальное дельбрюковское рассеяние) были вычислены в работе [29], однако результат вызывал определённые сомнения (см. обсуждение в обзоре [26]). Вклад диаграмм третьего типа ("перевернутый" потенциал Вичмана–Кролла) известен не был и в работе [20] привёдилось лишь ограничение сверху на его величину. В работах [32, 33] обе проблемы были решены: был найден вклад третьего типа и было показано, что использованное в работе [29] приближение корректно, а заодно и улучшена точность соответствующего вычисления. Все эти работы заметно изменили величину полного вклада диаграмм с блоком рассеяния света на свете. Старое значение 0,32(1,35) мкэВ было заменено на новое $-0,89(2)$ мкэВ. Видно, что достигнутый немалым трудом прогресс в теории практически не сказался на окончательном результате.

Эти примеры демонстрируют и степень надёжности теории, и тот масштаб, на котором сказываются ненадёжные вклады.

Кроме чисто квантово-электродинамических поправок имеются и вклады высших порядков, учитывающие структуру протона. Вопрос о точности их вычислений достаточно сложен. Однако все эти вклады существенно меньше величины расхождения и, в целом, принимают разумные значения. В самом пессимистическом сценарии придётся удвоить или утроить теоретическую погрешность, которая согласно работе [20] составляет 4,5 мкэВ, что, конечно, никак не позволит решить проблему противоречия в 300 мкэВ.

По-видимому, наиболее деликатной стороной вопроса о точности определения радиуса протона, извлечённого из мюонного водорода, является адекватная оценка вклада так называемого третьего земаховского момента, или момента Фриара (Friar) (подробнее см. работу [26]):

$$\begin{aligned} \Delta E_3 &= \frac{\alpha^2 m c^2}{24} \left(\frac{\alpha m_{\text{R}} c}{\hbar} \right)^3 \int d^3 \mathbf{r} d^3 \mathbf{r}' \rho(r) |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3 \rho(r') = \\ &= \frac{2\alpha^2 m c^2 (\alpha m_{\text{R}} c)^3}{\pi} \times \\ &\times \int dq \frac{(G(q^2))^2 - 1 + R_{\text{p}}^2 q^2 / (3\hbar^2)}{q^4} \approx 25 \text{ мкэВ}, \quad (4) \end{aligned}$$

где $G(q^2)$ — зарядовый формфактор протона, $\rho(r)$ — его фурье-преобразование, которое при больших расстояниях от центра сводится к его зарядовой плотности; m — масса мюона, m_{R} — приведённая масса мюонного водорода. (В вышеприведённой формуле используется знак приближённого равенства, так как погрешность данного расчёта не совсем очевидна.) Оценённый вклад составляет менее 10 % от установленного расхождения между результатом, полученным из мюонного водорода, и остальными имеющимися данными.

Между тем, как известно, успешных количественных моделей протона пока не существует. Есть данные упругого рассеяния электронов на протонах. Вклад малых

импульсов в интеграл (4) не мал. Этот интеграл можно оценить грубыми моделями поведения формфактора, однако адекватная количественная оценка как центральной величины, так и её погрешности — задача нетривиальная. Как мы помним, величины радиуса протона, найденные из данных рассеяния и расчётов мюонного водорода, между собой не согласуются, и поэтому использование стандартных методов обработки данных рассеяния имеет мало смысла.

Вообще говоря, обсуждаются два пути решения возникшей проблемы. Во-первых, можно непосредственно интегрировать экспериментально измеренный формфактор протона, а во-вторых, можно в рамках определённой модели связать третий момент со среднеквадратичным радиусом протона. Так как прямые сколь угодно точные данные для вычитенного формфактора $(G(q^2))^2 - 1 + R_p^2 q^2 / (3\hbar^2)$ при малых переданных импульсах электрона отсутствуют, то в первом случае интегрирование (4) предполагает определённое фитирование, по крайней мере, при малых импульсах. Во втором же случае модельно описывается определённое поведение формфактора, поэтому построение подобной "модели" — это также не что иное, как фитирование формфактора по экспериментальным данным. Как видно, совсем без фитирования данных не обойтись; между тем зарядовый радиус протона должен являться и, конечно, является результатом подобного фитирования.

Для самосогласованного вычисления вклада (4) в лэмбовский сдвиг в мюонном водороде необходимо провести такую совместную обработку данных, которая включала бы и рассеяние электронов на протонах, и лэмбовский сдвиг в мюонном водороде. Такая обработка ещё не проводилась, и не только её погрешность, но даже и сама её возможность всерьёз не рассматривалась. (С учётом расхождения в величинах зарядового радиуса возможность успешной совместной обработки таких данных представляется не совсем очевидной.)

Подчеркнём, что последовательное самосогласованное вычисление обсуждаемого вклада (4) может существенно увеличить погрешность определения радиуса протона из мюонного водорода, но ни в коем случае не может устранить противоречие. Центральная величина вклада в силу своего геометрического характера (это видно из выражения (4) в координатном представлении) не может меняться слишком сильно. Короче говоря, маловероятно, что она может хотя бы удвоиться по сравнению с грубыми оценками, тогда как для разрешения противоречия ей следует удесятериться.

Стоит отметить, что среди имеющихся экспериментальных данных по спектроскопии водорода и дейтерия (для второго перехода, который необходим, чтобы разделить вклады постоянной Ридберга и радиуса протона) доминируют результаты только одной группы [34–36]. Играющий роль опорного переход $1s-2s$ в водороде стоит несколько особняком и измерен с большим запасом точности [37–39]. Отвечающая ему погрешность пренебрежимо мала по сравнению с погрешностями всех остальных переходов.

Самый последний прогресс в теории связан с вычислениями двухпетлевых поправок порядка $\alpha^2(Z\alpha)^6 m_e c^2$ (Z — заряд ядра) к электронным уровням энергии. Эти поправки содержат логарифмические по $Z\alpha$ члены. Тогда как куб логарифма был известен ранее [40], относительно недавнее вычисление квадратичного и линейного по

логарифму слагаемых и нелогарифмического члена было проведено лишь одной группой [41–43]. Независимые численные расчёты для многозарядных водородоподобных ионов (без разложения по $Z\alpha$) с последующей экстраполяцией к водородному значению ($Z = 1$) [44, 45] выглядят в целом обнадеживающе, однако для того, чтобы убедительно подтвердить (или опровергнуть) пертурбативные (т.е. с разложением по $Z\alpha$) вычисления для случая $Z = 1$ [44, 45], их точности пока недостаточно. Не следует рассматривать подобные вычисления как альтернативу пертурбативному подходу. За редким исключением провести точный по $Z\alpha$ расчёт при $Z = 1$ не удаётся, как это, в частности, и происходит в случае двухпетлевых вкладов. Экстраполяция не является самостоятельной процедурой и не имеет высокой точности сама по себе; обычно она проводится с использованием известных ранее коэффициентов разложения при членах вида $(Z\alpha)^n \ln^m(Z\alpha) m_e c^2$ (таких, например, как коэффициент при $\alpha^2(Z\alpha)^6 m_e c^2$ [46, 47]). Учитывая медленность изменения логарифма $\ln(Z\alpha)$ в той области, для которой есть численные результаты, ни о какой эффективной экстраполяции к $Z = 1$ (выполненной без привлечения коэффициентов, найденных разложением по $Z\alpha$), не может быть и речи. Как правило, при экстраполяции удаётся определить один-два новых коэффициента.

Заклячая этот раздел, отметим, что определённый прогресс наметился как в частичной обработке данных электрон-протонного рассеяния с целью лучше понять их надёжность и точность, так и в новых независимых спектроскопических исследованиях атомарного водорода. В обоих случаях следует отметить некое удовлетворение от того, что работа в этих направлениях исследования оживилась. Однако, учитывая короткий период времени с момента выявления расхождений, результатов, способных качественно изменить наше понимание ситуации, пока ещё получено не было.

3.3. Массы атомов и ядер в атомных единицах массы

Важным примером вспомогательных констант являются различные атомные массы. В основном массы атомов в последнем Согласовании [7] взяты из найденных ранее значений атомных масс-2003 [48, 49]⁵. Некоторые величины были уточнены позднее. В этом случае результаты восходят непосредственно к оригинальным работам, таким как [50] (^{16}O), [51] (^{28}Si) и [52] (^{87}Rb) (табл. 2).

Подобные атомные массы сами по себе являются константами естественными, но не фундаментальными. Однако некоторые из них играют прямую роль в уточнении фундаментальных постоянных. Так, говоря о приведённых в табл. 2 атомных массах, заметим, что масса кислорода-16 важна для определения отношения масс электрона и протона (см. раздел 4), масса рубидия-87 — для нахождения постоянной тонкой структуры α (см. раздел 5), а атомная масса кремния-28 — для определения постоянной Авогадро и постоянной Планка (см. раздел 6).

Значения атомных масс используются в Согласовании по-разному. Так, например, массы рубидия-87 и кислорода-16 рассматриваются как согласуемые вели-

⁵ Согласование значений атомных масс-2003 (2003 Atomic Mass Evaluation, AME2003) было выполнено в Atomic Mass Data Center (AMDC) [48, 49].

Таблица 2. Некоторые недавно измеренные атомные массы. Они используются в Согласовании как вспомогательные постоянные; u_r — относительная погрешность

Величина	Обозначение	Значение	u_r
Масса атома ^{16}O	$m(^{16}\text{O})$	15,994 914 619 57(18) а.е.м.	$1,1 \times 10^{-11}$
Масса атома ^{28}Si	$m(^{28}\text{Si})$	27,976 926 534 96(62) а.е.м.	$2,2 \times 10^{-11}$
Масса атома ^{87}Rb	$m(^{87}\text{Rb})$	86,909 180 535(10) а.е.м.	$1,2 \times 10^{-10}$

Таблица 3. Рекомендованные значения масс лёгких ядер [7]; u_r — относительная погрешность

Величина	Обозначение	Значение	u_r
Масса протона	m_p	1,007 276 466 812(90) а.е.м.	$8,9 \times 10^{-11}$
Масса дейтрона	m_d	2,013 553 212 712(77) а.е.м.	$3,8 \times 10^{-11}$
Масса тритона	m_t	3,015 500 7134(25) а.е.м.	$8,2 \times 10^{-10}$
Масса гелиона	m_h	3,014 932 2468(25) а.е.м.	$8,3 \times 10^{-10}$
Масса α -частицы	m_α	4,001 506 179 125(62) а.е.м.	$1,5 \times 10^{-11}$

чины, тогда как атомная масса кремния-28 задаётся до Согласования. В принципе при проведении Согласования эти естественные постоянные, будучи рассмотрены как согласуемые величины, несколько изменяются. Однако этими изменениями можно пренебречь и результаты для согласованных значений масс ^{16}O и ^{87}Rb не приводятся.

Исключение составляют массы пяти лёгких атомов, которые рассматриваются не только как согласуемые величины, но и как результаты согласования, которые доступны из таблиц рекомендованных значений [7]. Массы ядер основных изотопов водорода ($A = 1, 2, 3$) и гелия ($A = 3, 4$) приводятся [7] в таблицах рекомендованных значений явно (табл. 3) как результаты согласования. Рекомендованные значения соответствующих атомных масс хотя непосредственно и не приводятся в работе [7], но могут быть легко найдены, так как и масса атомных электронов ($\sim 10^{-3}$ массы атома), и дефект массы, связанный с их энергией связи ($\sim 10^{-8}$ массы атома), известны с достаточно высокой точностью.

4. Уточнение отношения масс электрона и протона

Ещё одной важной постоянной, которая известна с высокой точностью, является отношение масс электрона и протона. Ещё в предыдущем Согласовании 2006 [5, 6] её значение бесспорно следовало рассматривать как вспомогательную константу. Сейчас эта величина играет переходную роль между вспомогательной постоянной и частью α -блока, который обсуждается в разделе 5. Ниже мы рассматриваем её как вспомогательную константу, однако в заключительной части следующего раздела мы более строго комментируем её статус (см. раздел 5.2).

Если не считать того обстоятельства, что точность определения постоянной тонкой структуры α стала сопоставимой с точностью определения m_e/m_p и это может усложнить характер корреляций между данными, недавняя история с измерением отношения масс электрона и протона даёт нам пример поиска значений фундаментальной постоянной, судьба которого сложилась вполне удачно. Если ещё 10 лет назад величина m_e/m_p определялась на основе единственного эксперимента [53], в котором сравнивались циклотронные частоты электронов и протонов в ловушке Пеннинга, то начиная с работы [54] появился независимый способ, основанный на измерении

g -фактора связанного электрона в водородоподобном ионе с бесспиновым ядром. Первый результат для отношения масс электрона и протона [54] был получен из измерений для водородоподобного углерода [55]. Вскоре было проведено соответствующее измерение и для водородоподобного кислорода [56]. Эксперименты были выполнены в университете Майнца (Германия).

Спустя некоторое время исследования антипротонного гелия привели к появлению ещё одного независимого результата [57], который был впоследствии несколько улучшен [58]. Антипротонный гелий представляет собой трёхчастичную систему: вокруг ядра на высокой циркулярной или почти циркулярной орбите с главным квантовым числом $n \sim 35$ находится антипротон, а ещё несколько выше — электрон в основном состоянии. Высокие циркулярные орбиты, обладая большими значениями n и l , не допускают аннигиляции антипротона с ядром, а внешний электрон защищает антипротонную орбиту от столкновений. В зависимости от состояния атом живёт в нём достаточно долго по меркам атомной физики. Соответствующие эксперименты были выполнены в ЦЕРНе коллаборацией ASACUSA.

Таким образом, сейчас имеются три независимых метода определения отношения масс электрона и протона, причём, учитывая как положительную динамику экспериментов в сторону постоянного улучшения точности и отсутствия внутренних противоречий, так и их согласие друг с другом, все эти методы следует считать надёжными. Их надёжность подкреплена также и тем, что при измерении g -фактора связанного электрона изучаются два разных иона (C и O), а в спектроскопии антипротонного гелия исследуется целый ряд переходов в двух разных изотопах (шесть переходов в гелии-3 и девять переходов в гелии-4) [58].

Полученные результаты представлены на рис. 2, где значения g -фактора связанного электрона в водородоподобных ионах углерода и кислорода даны по отдельности, а спектроскопия антипротонного гелия — одной усреднённой величиной.

Во всех методах, кроме измерения циклотронных частот, существенную роль играет квантово-электродинамическая теория, которая интенсивно развивалась по мере появления соответствующих экспериментальных результатов.

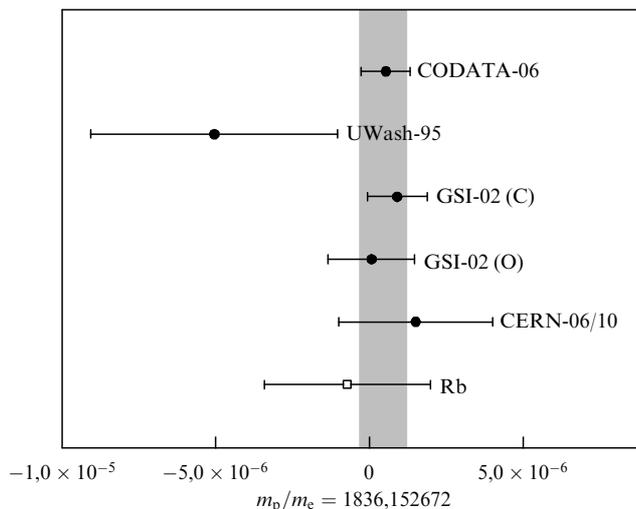


Рис. 2. Уточнение отношения масс протона и электрона m_p/m_e . Кружки и их обозначения соответствуют рис. 5 [7], где можно найти необходимые ссылки. Значение, обозначенное квадратиком, обсуждается в разделе 5.2. Вертикальная полоса отвечает значению, рекомендованному по результатам Согласования.

После определённой паузы теория g -фактора связанного электрона в водородоподобном ионе начала интенсивно развиваться после 2000 г., но между 2006 и 2010 гг. (т.е. между предпоследним [5, 6] и последним [7] Согласованиями) новых результатов не появилось. Найденные выражения имеют некоторый запас по точности, что делает расчёты достаточно надёжными.

Теория антипротонного гелия также интенсивно развивалась в последнее время. Ссылки на многочисленные более ранние теоретические работы по g -фактору связанного электрона и уровням энергии в антипротонном гелии можно найти в публикациях [4–6]. Единственным важным результатом, появившимся между Согласованиями, является полученный в работе [59].

Обе теории строятся в рамках квантовой механики и квантовой электродинамики. Вместе с тем следует понимать, что теоретические задачи для g -фактора связанного электрона и уровней энергии трёхчастичного антипротонного гелия (ядро – антипротон – электрон) существенно различны, и соответствующие погрешности вычислений следует считать независимыми. В первой задаче необходимо использовать релятивистские кулоновские функции Грина электрона, а двухчастичными эффектами в значительной степени можно пренебречь, тогда как во втором случае речь идёт о существенно нерелятивистской задаче трёх тел.

5. Уточнение постоянной тонкой структуры α и связанные с ней данные

5.1. Основные результаты

Как мы отметили выше (см. раздел 3.2), имеются существенные разногласия в определении некоторых вспомогательных констант. Так, если бы были учтены данные по мюонному водороду, то погрешность определения постоянной Ридберга выросла бы в несколько раз. Однако её значение найдено с таким запасом, что ни возможный сдвиг результата, ни вынужденное увеличе-

ние погрешности (ввиду противоречия в данных по радиусу протона) ни в коем случае не скажутся на определении постоянной тонкой структуры.

Постоянная тонкой структуры

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} \quad (5)$$

содержит заряд электрона и постоянную Планка, поэтому естественно ожидать, что она в той или иной форме появляется во многих квантовых электрических явлениях, к которым относятся как макроскопические эффекты, так и само существование атомов.

В силу этого блок данных, связанных с постоянной тонкой структуры α , весьма разнообразен. Он формируется на основе следующих соотношений между фундаментальными константами:

- Постоянная Ридберга известна с точностью, значительно превышающей характерную точность для блока, содержащего α (см. обсуждение формул (1) и (2) в разделе 2). Это, с одной стороны, позволяет определять величину R_∞ независимо от уточнения постоянной тонкой структуры, тогда как с другой — устанавливает прямую связь между измерениями α и комптоновской длины волны электрона $h/(m_e c)$, комбинация которых и представляет собой постоянную Ридберга (3).

- Отношение масс электрона и протона (см. раздел 4) также известно с чрезвычайно высокой точностью (см. табл. 1) и поэтому в отношении h/m_e можно заменить массу электрона на массу протона⁶.

- Масса протона, как и массы ряда других атомов и ядер (см. табл. 1, 2 и 3), хорошо известна в атомных единицах массы, поэтому связь между измерениями α и h/m можно использовать для широкого класса объектов и, в частности, для атомов рубидия и цезия.

- Величина электрической постоянной вакуума ϵ_0 принимается в Международной системе СИ по определению, что позволяет связать безразмерную постоянную тонкой структуры α с размерной постоянной Клитцинга

$$R_K = \frac{h}{e^2}. \quad (6)$$

Постоянная Клитцинга может быть найдена в различных электрических измерениях. (В системе СГС постоянная Клитцинга имеет размерность обратной скорости и отличается от постоянной тонкой структуры множителем c .)

Результаты определения постоянной тонкой структуры разными методами собраны на рис. 3, где кружками обозначены те результаты, которые учтены в Согласовании 2010. Представлено 14 независимых значений, полученных шестью принципиально разными способами.

⁶ Строго говоря, как видно из сравнения табл. 1 и 4, отношение m_e/m_p известно на самом деле несколько хуже, чем α . Однако величина α определяется в первую очередь своим наиболее точным оригинальным значением (см. ниже), а отношение масс входит во второе по точности значение α . Точность второго значения определяется измерением частоты отдачи при рамановском рассеянии света на атоме и эта частота известна заметно хуже, чем m_e/m_p . Для статистически независимых погрешностей её величина от нескольких источников определяется, как известно, не суммой погрешностей, а суммой их квадратов, поэтому даже отличие относительных погрешностей в три раза означает "существенно" более низкую погрешность. Подробнее см. замечание в разделе 7.

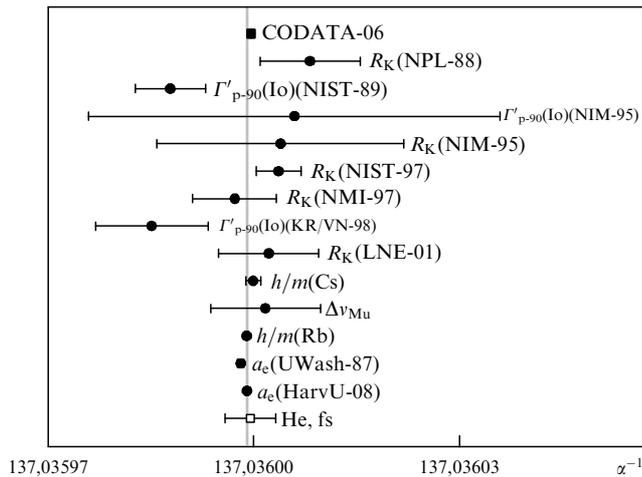


Рис. 3. Прецизионное определение постоянной тонкой структуры α (по данным Соглашения 2010 г. [7]). Обозначения данных, представленных кружками, соответствуют работе [7], где можно найти необходимые ссылки. Вертикальная полоса отвечает значению, рекомендованному по результатам Соглашения. Квадратиком обозначено значение, найденное из тонкой структуры гелия и исключённое из основной обработки данных [7].

Наиболее точным методом определения постоянной тонкой структуры остаётся исследование аномального магнитного момента электрона a_e , измерение которого относится к квантовой оптике в ловушках для одиночных частиц, а теория — к квантовой электродинамике. Следующим по точности является рамановская спектроскопия на атомах рубидия и цезия, позволяющая определить (методами квантовой оптики) величину h/m для соответствующего атома. Для получения величины h/m никакие теоретические соотношения, кроме законов сохранения (для вычисления отдачи при поглощении и вынужденном излучении фотона), не нужны и эта величина измеряется практически напрямую. Для перехода от величины h/m к α необходимо знать массу атома и массу электрона в одинаковых единицах, например, в атомных единицах массы.

Имеются также и другие способы, основанные на сочетании результатов экспериментальной атомной физики и квантово-электродинамической теории (но уже для связанных состояний). К ним относятся исследования сверхтонкого расщепления в мюонии (результат для

которого включён в Соглашение) и тонкой структуры в гелии (результат для которой при несколько более высокой точности не включён в окончательную обработку [7] и обозначен квадратиком на рис. 3, в отличие от кружков, отвечающих данным, включённым в Соглашение). Оба значения имеют относительно низкую точность и в обоих случаях дальнейший прогресс возможен. Ссылки на соответствующие работы можно найти в публикациях [4–7]. Удержание на рис. 3 не слишком точных значений, которые не способны конкурировать с результатами, полученными двумя указанными выше более точными методами, связано с их важностью для уточнения некоторых других фундаментальных физических постоянных (подробнее см. замечание в разделе 5.3).

Ещё два подхода тесно связаны с применением эталонов электрических величин. Их точность также значительно уступает наиболее точным результатам. Однако согласие "электрических" значений постоянной тонкой структуры с "неэлектрическими" доказывает, что эталоны основных электрических величин понимаются нами правильно и нет упущенных систематических эффектов. Такое утверждение, возможно, имеет не слишком большое значение для фундаментальной физики, однако его практическое значение невозможно переоценить (подробнее см. замечание в разделе 5.3).

Значительная часть точек на рис. 3 определяется на самом деле не одним измерением, а цепочкой измерений принципиально разных величин, комбинация которых необходима для нахождения α , и поэтому сравнение разных значений α показывает согласованность не дюжины, а нескольких десятков самых разнообразных экспериментов.

Обсудим несколько подробнее наиболее важные достижения. Они собраны на рис. 4, где изображены наиболее точные результаты Соглашения 2006 [5, 6] и Соглашения 2010 [7].

В последние десятилетия согласованное значение α практически полностью определяется вкладом данных, полученных при исследовании аномального магнитного момента электрона a_e . Учитывая важность постоянной тонкой структуры в фундаментальной физике и электрической метрологии, это не могло не вызвать определённых опасений и в особенности потому, что результат основывался на измерениях лишь одной экспериментальной группы и вычислениях одной теоретической группы.

Однако ситуация существенно улучшилась в последнее время. В 1998 г. точность определения величины $\alpha(a_e)$

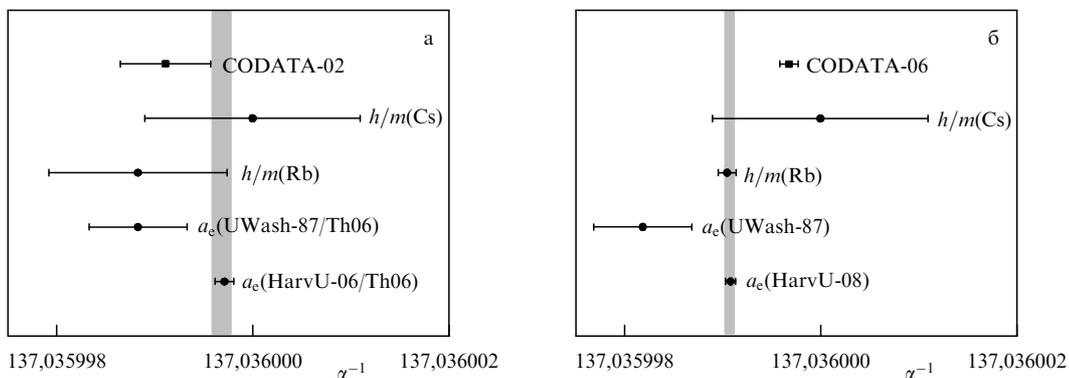


Рис. 4. Наиболее точные результаты определения постоянной тонкой структуры α (полученные из исследований аномального магнитного момента электрона и методами рамановской спектроскопии): (а) по данным Соглашения 2006 г. [5, 6]; (б) по данным Соглашения 2010 г. [7]. Вертикальная полоса отвечает значению, рекомендованному по результатам соответствующего Соглашения.

Таблица 4. Рекомендованные значения фундаментальных констант, связанных с α [7]; u_r — относительная погрешность

Величина	Обозначение	Значение	u_r
Обратная постоянная тонкой структуры	α^{-1}	137,035 999 074(44)	$3,2 \times 10^{-10}$
Молярная постоянная Планка	hN_A	$3,990\,312\,7176(28) \times 10^{-10}$ Дж с моль $^{-1}$	$7,0 \times 10^{-10}$
Квант циркуляции	$h/(2m_e c)$	$3,636\,947\,5520(24) \times 10^{-4}$ м 2 с $^{-1}$	$6,5 \times 10^{-10}$
Комптоновская длина волны	$\lambda_C = h/(m_e c)$	$2,426\,310\,2389(16) \times 10^{-12}$ м	$6,5 \times 10^{-10}$
Постоянная Клитцинга	$R_K = h/e^2$	25 812,807 4434(84) Ом	$3,2 \times 10^{-10}$
Отношение масс мюона и электрона	m_μ/m_e	206,768 2843(52)	$2,5 \times 10^{-8}$

существенно превосходила точность остальных значений. В 2002 г. к нему приблизилось (по точности) значение, полученное методом рамановской спектроскопии атома цезия.

В Согласовании 2006 г. теория аномального магнитного момента электрона a_e по-прежнему представлена работами Т. Киношиты с соавторами: им удалось понизить относительную погрешность расчётов с $u_r = 9,9 \times 10^{-10}$ в 2002 г. до $u_r = 2,4 \times 10^{-10}$ в 2006 г. В это же время появился новый экспериментальный результат по аномальному магнитному моменту электрона [60], а метод рамановской спектроскопии (в значительно изменённой версии) был успешно применён и к атомам рубидия. Таким образом, каждый метод был реализован уже двумя независимыми экспериментами.

Впрочем, этот прогресс полностью не разрешил главной проблемы и всё ещё сохранялся значительный разрыв в точности между лучшим значением и его независимыми подтверждениями методами рамановской спектроскопии. Ситуация Согласования 2006 представлена на рис. 4а.

Вскоре после Согласования 2006 г. было обнаружено [61], что теоретическое выражение [62], использованное в обзорах [5, 6], неполно. Было найдено, что при сокращении расходящихся вкладов четырёхпетлевых фейнмановских диаграмм возникают два конечных слагаемых, пропущенных ранее. Одно из них существенно превышает заявленную теоретическую погрешность. Сдвиг $\alpha(a_e)$ составил 6,4 среднеквадратичных отклонения. Между тем и старое, и сдвинутое значения находились в прекрасном согласии с наилучшими на 2006 г. рамановскими результатами. То есть их точность оказалась недостаточной для контроля ситуации.

Дальнейший крайне существенный прогресс заключается в следующем. Во-первых, удалось существенно повысить точность измерения аномального магнитного момента электрона a_e . Новый результат [63] имеет относительную погрешность $2,4 \times 10^{-10}$ (ср. $7,6 \times 10^{-10}$ [60]). Во-вторых, существенно улучшилась и точность рамановской спектроскопии рубидия. Соответствующая погрешность составляет $6,6 \times 10^{-10}$ [64] (ср. $6,7 \times 10^{-9}$ [65]). Современная ситуация представлена на рис. 4б. Прежнее рекомендованное значение (КОДАТА 2006) полностью определялось старым значением $\alpha(a_e)$. Видно, что рубидиевый результат [64] позволяет ясно различить старую [62] и исправленную [61] теории аномального магнитного момента электрона.

Такая точность второго по точности результата существенно повышает надёжность определения величины постоянной тонкой структуры α . Появляется возможность более тонких проверок квантово-электродинамических вычислений. Речь идёт, конечно, не о проверке КЭД как фундаментальной теории: никто и не

сомневается в её лагранжиане. Но КЭД является полигоном для освоения различных теоретических методов, и теперь появилась возможность заглянуть в пятый порядок малости теории, тем более что такие вычисления не заставили себя долго ждать [66].

Значения основных констант, связанных с постоянной тонкой структуры, собраны в табл. 4. Следует отметить важную для последующего обсуждения так называемую молярную постоянную Планка, hN_A . Эта величина играет важную роль при формировании другого блока данных, связанного с определением h . Кратко поясним её связь с постоянной тонкой структуры. Масса атомов плохо измеряется в килограммах, но имеется ряд микроскопических единиц, в которых массы частиц, напротив, известны с высокой точностью. Это относится как к единицам частоты (т.е. определяется не m , а mc^2/h), так и к атомным единицам массы. Переводный множитель между ними и выражается через молярную постоянную Планка. В этом можно убедиться следующим образом: соотношение

$$\frac{mc^2}{h} = \frac{1}{(hN_A)} \frac{m}{m(^{12}\text{C})/12} c^2 [N_A m(^{12}\text{C})/12] \quad (7)$$

связывает массу (атома), измеренную в единицах частоты, в левой части равенства с молярной постоянной Планка и числовым значением массы в атомных единицах массы (это первые два множителя в правой части). Два последних множителя в правой части равенства известны в системе СИ точно и, в частности, имеем

$$N_A m(^{12}\text{C})/12 = 1 \text{ г моль}^{-1}.$$

Как мы уже пояснили выше, измерение массы m в единицах частоты, что эквивалентно измерению соответствующей комптоновской длины волны $h/(mc)$, напрямую связано с определением постоянной α .

Заключая обсуждение данных α -блока, отметим, что точность данных в этом блоке устроена на самом деле несколько сложнее. Во-первых, наиболее точные данные сопоставимы по точности с m_e/m_p ; во-вторых, хотя данные, уступающие по точности на порядок, практически не влияют на результаты, они, тем не менее, удерживаются в процессе обработки данных, и в этом заключён большой практический смысл. Эти вопросы подробно обсуждаются ниже.

5.2. Замечание о статусе m_e/m_p как вспомогательной константы

Чтобы исследовать вопрос о том, как уточнение постоянной тонкой структуры может повлиять на определение отношения масс электрона и протона, сделаем следующее: найдём величину m_e/m_p , не используя те данные,

которые обсуждались в разделе 4, т.е. данные, непосредственно затрагивающие измерение отношения m_e/m_p . Действительно, подходящую цепочку соотношений можно построить из других данных:

$$\frac{m_p}{m_e} [\text{Rb}] = \frac{m_p[u]}{m_{\text{Rb}}[u]} \frac{1}{h/m_{\text{Rb}}} \frac{\alpha^2 [a_e] c}{2R_\infty} = 1836,152\,6713(27),$$

$$u_T = 1,5 \times 10^{-9}. \quad (8)$$

В квадратных скобках указано либо происхождение частного значения аргумента (Rb, a_e), либо единицы измерения (u — для а.е.м.) в отношении $m_p[u]/m_{\text{Rb}}[u]$, которое следует понимать как отношение значений соответствующих масс, приведённых по отдельности в атомных единицах массы. Найденная здесь величина m_p/m_e указана на рис. 2, где она обозначена квадратиком.

Она заметно уступает по точности лучшим результатам определения m_e/m_p , но вовсе не пренебрежимо. Видно, что полученный результат имеет погрешность в 3,5 раза более низкую, чем рекомендованное значение (см. табл. 1) [7], и согласуется с ним. С учётом того, что весами при усреднении являются обратные квадраты погрешностей, понятно, что пока влияние такого непрямого метода определения величины m_e/m_p незначительно. Ясно также, что при изменении погрешностей некоторых измерений в два-три раза ситуация может измениться кардинально. (При сравнении погрешностей определения m_e/m_p и α следует помнить, что в соответствующих выражениях обычно фигурируют m_e/m_p и α^2 , а не α сама по себе (ср. формулу (8)). То есть погрешность отношения m_e/m_p сравнивается с удвоенной погрешностью определения α).

Говоря более формальным языком, можно констатировать, что измерение h/m_{Rb} посредством рамановской спектроскопии атомов приводит к определению значения величины

$$\alpha^2 \frac{m_e}{m_p} = \frac{h}{m_{\text{Rb}}} \frac{m_{\text{Rb}}[u]}{m_p[u]} \frac{2R_\infty}{c}$$

и, таким образом, устанавливает корреляцию между величинами α и m_e/m_p . Поскольку независимые экспериментальные значения для каждой из этих констант также имеются, то можно использовать эту связь в любом направлении: по известной величине α найти m_e/m_p или по известному отношению m_e/m_p получить α . В Согласовании это соотношение используется именно как экспериментальное определение комбинации $\alpha^2(m_e/m_p)$, а приведённое частное значение $\alpha(h/m_{\text{Rb}})$ используется, на самом деле, только для наглядного контроля согласованности данных. Наличие такого сорта данных является характерной особенностью Согласования.

Нужно также заметить, что важно не только то, как соотносятся погрешности измерений m_e/m_p и α , но и имеющее место прекрасное согласие данных по m_e/m_p , как это видно из рис. 2. В этом смысле такое согласие является необходимым условием для надёжного определения α , поскольку без этого согласия и найденное значение α из рамановской спектроскопии рубидия не может считаться точным.

5.3. Замечание о точности разных значений α , включённых в Согласование

В целом имеется хорошее согласие разных результатов определения постоянной тонкой структуры (см. рис. 3), и

рекомендованная величина α определяется лишь несколькими наиболее точными значениями (см. рис. 4). Некоторые данные для α не были даже включены в Согласование [7], как, например, упомянутый выше результат, полученный из анализа тонкой структуры атома гелия.

Имеется несколько причин тому, что ряд относительно неточных результатов был включён в обработку данных. Во-первых, некоторые величины, как, например, результат для α из сверхтонкого расщепления в мюонии, важны в рамках основной процедуры Согласования для получения значений других фундаментальных постоянных, таких как масса и магнитный момент мюона (см., например, отношение масс мюона и электрона в табл. 4).

Во-вторых, значения электрических величин играют важнейшую роль в проверке согласования эталонов электрических единиц. С электрическими измерениями связано и "ответвление" в процедуре Согласования [7], направленное на проверку соотношения между холловским сопротивлением и постоянной тонкой структуры.

Метрологическое сообщество серьёзно озабочено отсутствием надёжной теории квантового эффекта Холла, при том, что этот эффект составляет одну из основ современного воспроизведения единиц основных электрических величин. Слова *теория квантового эффекта Холла* следует поместить в кавычки. Дело в том, что квантовый эффект Холла представляет собой сложное явление и имеет ряд нетривиальных качественных аспектов. Метрологов же интересует только прагматическая сторона, характеризующаяся следующими утверждениями:

- поперечное сопротивление (магнитное и электрическое поле перпендикулярны друг другу; в плоскости, перпендикулярной магнитному полю, проводимость можно рассматривать как двумерную матрицу; в метрологии интерес представляет отношение величины тока, перпендикулярного электрическому и магнитному полям, т.е. магнитному полю и напряжению) квантуется и при изменении магнитного поля возникают дискретные ступеньки у сопротивления R_H ;

- отношение величин сопротивления равно отношению целых чисел: $R_n/R_m = m/n$, или $R_n = R_1/n$;

- "квант сопротивления" R_1 не зависит от условий проведения эксперимента и является универсальной константой природы: $R_1 = R_H$, характеризующей квантовый эффект Холла;

- эта константа выражается через комбинацию фундаментальных физических постоянных, именуемую постоянной Клитцинга: $R_H = R_K \equiv h/e^2$.

Для проверки всех утверждений, кроме последнего, никакие согласования не нужны; такие проверки успешно проводились, и в них была достигнута высокая точность [67–73].

Некоторой спецификой проверки соотношения $R_1 = R_H$ является то, что, вообще говоря, в разных реализациях эталонов (в силу конструктивных ограничений) некоторые параметры могут меняться не слишком сильно и только применение качественно новых технологий сможет расширить пространство параметров и утвердительно ответить на вопрос о том, имеет ли место соотношение $R_1 = R_H$ с нужной точностью. Иными словами, остаётся возможность, что найдётся поправка к универсальной величине R_H , но эта поправка будет зависеть лишь от той комбинации параметров,

которая пока мало менялась от реализации к реализации.

Что же касается проверки равенства $R_H = R_K = h/e^2$, то её как раз можно осуществить с помощью согласования значений фундаментальных констант, и такая проверка проводится (см. обзоры [4–7]). Считая, что зависящих от реализации квантового устройства поправок нет, проверяется наличие универсального поправочного множителя $(1 + \epsilon_K)$ [7].

Поправка, в целом, совместима с нулём: $\epsilon_K = 2,2(1,8) \times 10^{-8}$ или $\epsilon_K = 2,6(1,8) \times 10^{-8}$ [7]. Ограничение несколько меняется в зависимости от того, используются ли все данные или только данные по сравнению ёмкости расчётного конденсатора и холловского сопротивления (см. работы [74–76, 7] и приведённые в них ссылки).

Как нетрудно понять, постоянная R_H , независимо от того, совпадает ли она с $R_K = h/e^2$, является сугубо электрической постоянной. Учитывая отсутствие других безразмерных параметров помимо α и следуя работе [77], мы могли бы ожидать разложения вида

$$R_H = (1 + \epsilon_K) \frac{h}{e^2} = \left[C_1 \left(\frac{\alpha}{\pi} \right) + C_2 \left(\frac{\alpha}{\pi} \right)^2 + C_3 \left(\frac{\alpha}{\pi} \right)^3 + \dots \right] \frac{h}{e^2}. \quad (9)$$

Параметр разложения равен $\alpha/\pi \simeq 2,3 \times 10^{-3}$, а его куб — $(\alpha/\pi)^3 \simeq 1,3 \times 10^{-8}$. Других универсальных электрических параметров в задаче просто нет, а использование α вместо α/π приводит в данном случае к более сильной, но менее надёжной оценке.

Если предположить, что коэффициенты разложения должны быть порядка единицы, то естественно ожидать, что

$$C_1(R_K) = 0, \quad C_2(R_K) = 0, \quad C_3(R_K) \simeq 2(2).$$

Начало ряда с третьего члена (как и численно малые коэффициенты в более раннем порядке, $C_1 \sim 10^{-5}$ или $C_2 \sim 10^{-2}$) представляется маловероятным с точки зрения структуры ряда [77]. Более естественно ожидать, что в идеальной двумерной системе соотношение $R_H = R_K = h/e^2$ — точное или нарушается экспоненциально малыми поправками, а вот поправки на неидеальность могут оказаться вполне заметными на уровне экспериментальной погрешности. Однако такие поправки должны зависеть от параметров, характеризующих неидеальность, и не должны быть универсальными; подобные поправки можно и нужно искать, продолжая эксперименты [67–73] и параметризуя их результаты подходящим образом.

6. Уточнение значений постоянной Планка h , элементарного заряда e и постоянной Авогадро N_A

Как и в случае уточнения постоянной тонкой структуры α , следующий по точности блок данных включает результаты многочисленных электрических измерений. Этот блок сформирован из данных, связанных с постоянной Планка h , элементарным зарядом e и постоянной Авогадро N_A .

Следует отметить, что постоянная Планка сама по себе редко входит в соотношения, которые можно

исследовать с высокой точностью. Самое известное равенство, связывающее энергию и частоту фотона, очень характерно в этом смысле. Тогда как частота фотонов — одна из наиболее точно измеряемых величин, их энергия точных измерений не допускает.

Исследования электрических по своей природе квантовых эффектов, таких как эффект Джозефсона и квантовый эффект Холла, приводят к возникновению ситуаций, в которых две важные комбинации элементарного заряда и постоянной Планка играют существенную роль. Это постоянная Клитцинга R_K (6) и постоянная Джозефсона

$$K_J = \frac{2e}{h}. \quad (10)$$

Эти постоянные не обязательно должны измеряться напрямую. Измерение предполагает сравнение этих электрических постоянных с некоторыми величинами (сопротивлением или напряжением), известными в единицах СИ. Так, например, определяется постоянная тонкой структуры α при помощи эталона фарады, реализованного на расчётном конденсаторе (соответствующие значения на рис. 3 помечены R_K).

Другой вариант использования этих значений связан с отказом от единиц СИ при электрических измерениях; вместо них используются квантовые эталоны, характеристики которых выражаются через R_K и K_J . Тогда и непосредственно измеренные в единицах СИ величины представляют собой комбинации величин, которые мы измеряем при помощи квантовых эталонов, и "калибровочных" постоянных R_K и K_J .

Одна из комбинаций этих констант, а именно

$$\frac{1}{R_K K_J^2} = \frac{h}{4}, \quad (11)$$

является сугубо механической величиной и может быть измерена совершенно независимо от того, какие электрические единицы используются. Это равенство является основой наиболее точного "электрического" значения постоянной Планка.

Как мы отметили выше, значение молярной постоянной Планка hN_A известно с чрезвычайно высокой точностью. Соответствующая относительная погрешность составляет $7,0 \times 10^{-10}$ (см. табл. 4), что значительно ниже погрешности данных, связанных собственно с постоянной Планка. Это позволяет найти величину h и неэлектрическими методами — посредством измерения постоянной Авогадро.

В целом, в блок входят данные, относящиеся к таким величинам, как постоянная Планка h , заряд электрона (или элементарный заряд) e , постоянная Джозефсона K_J , постоянные Авогадро N_A и Фарадея $F = eN_A$, а также и различные их комбинации, включающие заряд и массу электрона и другие константы и, в частности, отношение e/m_e , магнетон Бора μ_B и ядерный магнетон μ_N (в единицах СИ). Часть из них измеряется непосредственно, часть в комбинациях со вспомогательными и более точно известными константами из α -блока (см. раздел 5.2).

Структура обсуждаемого блока определяется тем, что постоянная тонкой структуры α , молярная постоянная Планка hN_A и комптоновская длина волны электрона $\lambda_C = h/(m_e c)$ (см. табл. 4) известны с более высокой точностью, чем характерная точность в h -блоке.

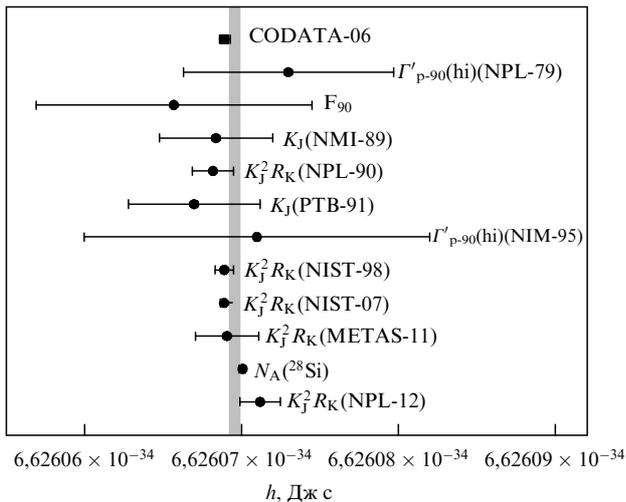


Рис. 5. Определение постоянной Планка h в Соглашении 2010 г. [7]. Обозначения следуют работе [7]; вертикальная полоса отвечает рекомендованному значению.

Результаты определения постоянной Планка разными методами представлены на рис. 5.

Одиннадцать точек, изображённых на рис. 5, получены пятью принципиально разными методами. Доминирующими являются результаты, найденные двумя методами. Один из них основан на так называемых ватт-весах, а второй — на измерении постоянной Авогадро при помощи обогащённого монокристалла кремния массой (приблизительно) в один килограмм. Результаты с наиболее точными измерениями Соглашения 2006 и Соглашения 2010 представлены на рис. 6, и следует отметить, что между двумя Соглашениями произошли существенные изменения.

Доминирование метода ватт-весов над остальными электрическими методами связано со следующим обстоятельством. При электрических измерениях, будь то использование тех или иных электрических весов или измерение гиромагнитного отношения частицы в расчётном поле, имеется одна неизвестная величина — та константа, которую, собственно, и необходимо определить.

Вместе с тем имеется ещё одна величина, которая вычисляется, но вычисляется не очень точно. Дело в том,

что при определении постоянной Планка некая электромагнитная величина и некая механическая величина сравниваются локально, т.е. в определённой точке пространства. В случае весов электростатическая или магнитостатическая сила сравнивается в некой точке с весом пробного тела.

В результате для расчёта магнитного (или электрического) поля от известного источника в заданной точке пространства необходимо с высокой точностью найти некий эффективный геометрический фактор. Подобное вычисление и ограничивало точность традиционных электромагнитных методов определения постоянной Планка.

В случае ватт-весов проблема геометрического фактора решается проведением не одного, а двух измерений ("статического" и "динамического") в одной и той же геометрической конфигурации [78], что позволяет в ходе эксперимента исключить геометрический фактор из уравнения для искомой константы (в данном случае — для постоянной Планка). Непосредственно измеряются ток, необходимый в статическом режиме для уравновешивания веса пробного тела, и напряжение (вернее, наводимая электродвижущая сила) в динамическом режиме, которые, в свою очередь, калибруются по квантовым эталонам, т.е. в терминах R_K и K_J . Произведение тока и напряжения представляет собой мощность, что и дало название обсуждаемому методу.

До недавнего времени существовали всего две успешные реализации ватт-весов в НИСТ и НПЛ⁷. (Строго говоря, весы в НИСТ перестраивались несколько раз почти полностью.) В Соглашениях 2006 и 2010 по-прежнему ватт-весы из НИСТ [79, 80] существенно превосходят остальные ватт-весы, однако появились новые работающие ватт-весы в METAS [81]. Ватт-весы НПЛ дали новый результат [82] с высокой точностью, однако его погрешность вскоре была увеличена [83] ввиду обнаружения систематических погрешностей, не учтённых ранее. Именно результат с расширенной погрешностью и вошёл в Соглашение 2010.

Согласование 2002 [4] и Соглашение 2006 [5, 6] характеризовались долговременным расхождением между

⁷ НПЛ — National Physical Laboratory (NPL); METAS — Bundesamt für Metrologie (METAS).

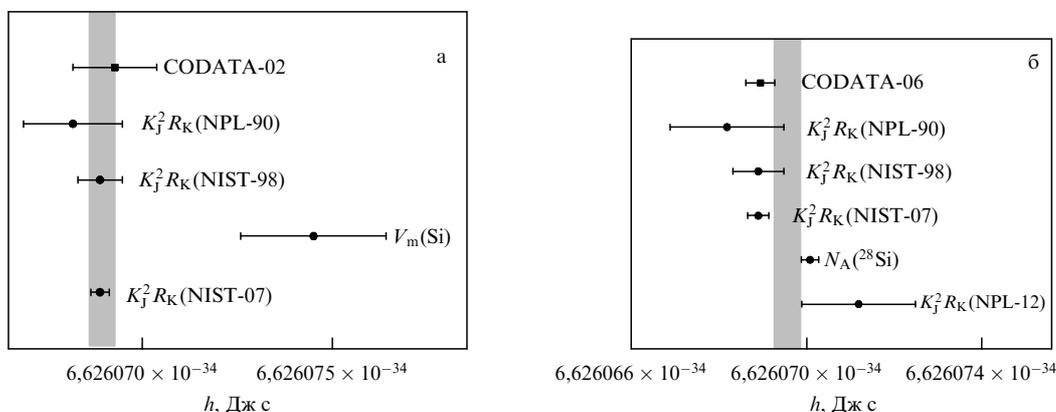


Рис. 6. Наиболее точные результаты, полученные при помощи ватт-весов и проекта по определению постоянной Авогадро, представлены в увеличенном масштабе: (а) на основе Соглашения 2006 [5, 6], (б) по результатам Соглашения 2010 [7]; $V_m(\text{Si})$ — величина с естественным содержанием кремния, включённая в Соглашение 2006 [5, 6], $N_A(^{28}\text{Si})$ — результат с обогащённым кремнием, использованный в Соглашении 2010 [7]; вертикальная полоса отвечает соответствующему рекомендованному значению.

электрическим результатом для постоянной Планка и результатом, основанным на измерении постоянной Авогадро в монокристалле кремния с природным содержанием изотопов [84] (рис. 6а) для Согласования 2006). Хотя точность ватт-весов заметно превосходила точность этого значения, расхождение требовало специального рассмотрения и явилось причиной увеличения погрешности рекомендованного значения по сравнению с прямым применением метода наименьших квадратов при обработке данных. Как легко видеть из рисунка, погрешность рекомендованного значения [5, 6] больше погрешности наиболее точного оригинального результата [79, 80].

Со временем стало понятно, что основной источник погрешности связан с определением изотопного состава кремния. Стартовал новый проект по определению постоянной Авогадро в искусственно обогащённом кристалле. Если природный кремний содержит приблизительно 92 % кремния-28, 5 % кремния-29 и 3 % кремния-30, то использованный в новом проекте кремний [85] содержит 99,985 % кремния-28. Столь весомое уменьшение содержания изотопов кремния-29 и кремния-30 существенно повышает точность измерения молярной массы задействованного кремния, а следовательно, и постоянной Авогадро. Результат [86, 87] оказывается сопоставим по точности с полученным лучшими ватт-весами [79, 80] (рис. 6б), однако он находится с ними в противоречии (приблизительно на утроенную величину комбинированного среднеквадратичного отклонения). Именно эти два результата ([79, 80] и [86, 87]), с учётом погрешностей и их расхождением, определяют современное рекомендованное значение постоянной Планка [7].

Отметим, что результат измерения с природным содержанием кремния [84] не был включён в Согласование 2010, так как авторы работы [84] в ряде частных сообщений указывали, что новое определение изотопного содержания кремния существенно сдвигает результат и, в целом, он теперь согласуется с наиболее точными результатами [79, 80] и [86, 87], однако никакой окончательной публикации на эту тему представлено не было и точная исправленная величина пока неизвестна. Вместе с тем, поскольку такая величина приблизительно в десять раз уступает по точности лучшим значениям [79, 80] и [86, 87] и при этом согласуется с ними обоими,

её учёт неспособен сколько-нибудь повлиять на среднюю величину.

Если учесть особую важность величины постоянной Планка для воспроизведения единиц нынешней системы СИ (сейчас электрические эталоны реализуются на основе квантовых эффектов, а выдаваемые ими единицы измерения определяются тем, с какой точностью мы знаем R_K (6) и K_J (10)) и для воспроизведения будущей версии системы единиц СИ (см. раздел 11) [88–90], ситуацию трудно признать удовлетворительной.

Некоторые изменения произошли после Согласования 2010. Во-первых, британские ватт-весы (НПЛ) были некоторое время назад проданы в Канаду (НРК⁸) и проект был там продолжен. Были замечены переделаны весы и тщательно исследованы систематические эффекты [83], которые ранее привели к увеличению погрешности [82]. Опубликован первый результат [91]. Его точность незначительно уступает точности лучших значений [79, 80] и [86, 87] (рис. 6б) и находится в прекрасном согласии с результатом [86], основанным на измерении постоянной Авогадро.

Появились ещё одни работающие ватт-весы (в МБМВ⁹) [92], и следует ожидать, что в течение ближайших нескольких лет работа с новыми ватт-весами в МЕТАС и МБМВ приведёт к результатам с точностью, сопоставимой с точностью лучших имеющихся результатов [79, 80, 86, 87, 91]. Есть и другие проекты, которые интенсивно продвигаются, но пока не привели к появлению значимых результатов.

Результаты обзора [7] для фундаментальных постоянных, связанных с постоянной Планка, собраны в табл. 5.

7. Фундаментальные константы и единицы измерения масс элементарных частиц

Массы элементарных частиц, ядер и атомов могут измеряться в самых разных единицах. Некоторые результаты для массы протона представлены в табл. 6. Таблица разделена на три части. В верхней части приведены результаты, связанные с вспомогательными константами. Они самые точные. В средней части —

⁸ НРК — National Research Council (NRC).

⁹ МБМВ — Bureau International des Poids et Mesures (BIPM).

Таблица 5. Рекомендованные значения констант из h -блока [7]; u_r — относительная погрешность

Величина	Обозначение	Значение	u_r
Постоянная Планка	h	$6,626\,069\,57(29) \times 10^{-34}$ Дж с	$4,4 \times 10^{-8}$
Элементарный заряд	e	$1,602\,176\,565(35) \times 10^{-19}$ Кл	$2,2 \times 10^{-8}$
Постоянная Авогадро	N_A	$6,022\,141\,29(27) \times 10^{23}$ моль ⁻¹	$4,4 \times 10^{-8}$
Постоянная Фарадея	$F = e N_A$	96 485,3365(21) Кл моль ⁻¹	$2,2 \times 10^{-8}$
Отношение заряда электрона к массе	e/m_e	$1,758\,820\,088(39) \times 10^{11}$ Кл кг ⁻¹	$2,2 \times 10^{-8}$
Гиромагнитное отношение электрона	$\gamma_e = 2\mu_e/\hbar$	$1,760\,859\,708(39) \times 10^{11}$ с ⁻¹ Тл ⁻¹	$2,2 \times 10^{-8}$
Масса электрона	m_e	$9,109\,382\,91(40) \times 10^{-31}$ кг	$4,4 \times 10^{-8}$
Масса протона	m_p	$0,510\,998\,928(11)$ МэВ/ c^2	$2,2 \times 10^{-8}$
		$1,672\,621\,777(74) \times 10^{-27}$ кг	$4,4 \times 10^{-8}$
Магнетон Бора	$\mu_B = e\hbar/2m_e$	$938,272\,046(21)$ МэВ/ c^2	$2,2 \times 10^{-8}$
Ядерный магнетон	$\mu_N = e\hbar/2m_p$	$927,400\,968(20) \times 10^{-26}$ Дж Тл ⁻¹	$2,2 \times 10^{-8}$
Постоянная Джозефсона	$K_J = 2e/h$	$5,050\,783\,53(11) \times 10^{-27}$ Дж Тл ⁻¹	$2,2 \times 10^{-8}$
		$483\,597,870(11) \times 10^9$ Гц В ⁻¹	$2,2 \times 10^{-8}$

Таблица 6. Рекомендованные значения массы протона и её эквивалентов (таких как $m_p c^2$) [7] в разных единицах, расположенные по мере убывания точности; u_r — относительная погрешность. Значение $m_p c/h$ в обзоре [7] непосредственно не приводится и найдено здесь по комптоновской длине волны протона $\lambda_{C,p} = h/(m_p c)$, представленной в работе [7]

Величина	Значение	u_r
m_p	1,007 276 466 812(90) а.е.м.	$8,9 \times 10^{-11}$
m_p	1 836,152 672 45(75) m_e	$4,1 \times 10^{-10}$
$m_p c^2/h$	$2,268 731 8139(16) \times 10^{23}$ Гц	$7,1 \times 10^{-10}$
$m_p c^2$	938,272 046(21) МэВ	$2,2 \times 10^{-8}$
m_p	$1,672 621 777(74) \times 10^{-27}$ кг	$4,4 \times 10^{-8}$

результат, относящийся к α -блоку. В нижней части находятся два наименее точных результата из h -блока.

Эту структуру данных понять очень легко. Масса протона в атомных единицах массы измеряется исключительно точно. Чтобы найти массу протона в единицах массы электрона, нужно или измерить отношение этих масс напрямую, или найти массу электрона в атомных единицах массы. Эта величина обсуждается в разделах 4 и 5.2. Переводный множитель от атомных единиц массы к единицам частоты (7) выражается через молярную постоянную Планка hN_A и тесно связан с постоянной тонкой структуры α (см. раздел 5).

При переходе от единиц частоты к килограммам нам нужна только постоянная Планка h и точно известная скорость света c , а при переходе к электронвольтам необходимо воспользоваться отношением h/e и скоростью света c . Нахождение величин h и h/e увязано напрямую, а точности их определения отличаются двойкой (см. раздел 6). Это соотношение показывает, что, с точки зрения точности измерений, электронвольты при всей их наглядности ничем не лучше килограммов. Наиболее точные данные необходимо выражать в терминах атомных единиц массы, массы той или иной частицы или, в крайнем случае, в терминах эквивалентной частоты (подробнее см. работу [93]).

Аналогично обстоит дело и с измерением энергий разных переходов. Относительные методы определения (те из них, которые обладают высокой точностью) имеют дело с отношением частот или длин волн (в зависимости от диапазона), а абсолютные методы (включая, в случае необходимости, калибровку реперных линий) также оперируют с частотой (радиочастотный и видимый спектры, и в значительной степени — инфракрасный и ультрафиолетовый) и длиной волны (видимый и рентгеновский спектры, гамма лучи). Описание наиболее точных данных для переходов в терминах их энергий приводит к потере точности. Здесь нужно использовать частоту или волновое число (обратную длину волны). Также может возникнуть коллизия с эволюцией переводного множителя (от частоты к энергии) со временем. Иногда скачки рекомендованных значений могут выходить за пределы погрешности измерений.

8. Независимые константы: G , k и другие

8.1. Общие замечания:

прецизионные измерения гравитации

Фундаментальные физические константы появляются в самых разнообразных задачах. Так, мы видели, что

каждая величина из набора, включающего постоянную Ридберга R_∞ и радиус протона R_p (см. раздел 3.2), отношение масс электрона и протона m_e/m_p (см. раздел 4), постоянную тонкой структуры α (см. раздел 5) и постоянную Планка h (см. раздел 6), определяется разными методами, причём в ряде случаев — методами из разных областей физики.

Тем не менее определение значений некоторых фундаментальных постоянных, играющих важнейшую роль в самых разных явлениях, оказывается обособленной задачей.

Ньютоновская гравитационная постоянная G является как раз одной из таких величин. Она определяет, в частности:

- движение планет Солнечной системы, правда, только через произведение с массой Солнца, а именно

$$GM_\odot = 1,327 124 4210(1) \times 10^{20} \text{ м}^3 \text{ с}^{-2}, \quad (12)$$

это произведение (гелиоцентрическая гравитационная постоянная) известно хорошо, но масса Солнца M_\odot в единицах СИ — плохо;

- движение Луны и многочисленных космических аппаратов вокруг Земли, описываемое геоцентрической гравитационной постоянной

$$GM_\oplus = 3,986 004 418(8) \times 10^{14} \text{ м}^3 \text{ с}^{-2}, \quad (13)$$

где M_\oplus — масса Земли, которая в килограммах известна плохо;

- свободное падение тела у поверхности Земли (ускорение свободного падения) измеряется в данном месте и в данный момент времени очень хорошо (на уровне единиц девятого знака), однако оно не сводится к геоцентрической гравитационной постоянной, поскольку необходимо также знать высоту над эквипотенциальной поверхностью уровня моря, геоидом, сложная форма которого определяется распределением масс под поверхностью Земли (при "наивном" описании земного тяготения ньютоновской гравитацией с точечным источником геоид превращается в сферу, что, конечно, неверно; не стоит забывать и о зависящих от времени приливных силах и, что ещё гораздо более существенно, о вращении Земли);

- характеристики звёзд (величины которых или сами по себе известны плохо, или наблюдаются только в сочетании с другими плохо известными параметрами);

- космологические параметры типа критической плотности вещества во Вселенной (которые известны с низкой точностью и в комбинации с величинами, такими как постоянная Хаббла, известными тоже отнюдь не с метрологической точностью);

- планковский масштаб расстояний, времён, масс и энергий (который важен именно как масштаб, ибо ни в какие точные соотношения практического характера не входит).

Список основополагающих явлений, описываемых с помощью постоянной G , может быть продолжен: применений много, но они или изначально предполагают низкую экспериментальную или теоретическую точность, или, при высокой точности самих приложений, постоянная всемирного тяготения входит только в сочетании с плохо известными величинами (такими как масса Солнца).

Высокоточные значения гелиоцентрической (12) и геоцентрической (13) гравитационных постоянных взяты из рекомендаций МСВЗ¹⁰ [94]. Отметим также то обстоятельство, что, пользуясь значениями этих постоянных [94] и рекомендованным значением G (см. табл. 7) [7], можно определить массы ближайших к нам небесных тел в килограммах. Так, массы Солнца и Земли, соответственно, оказываются равными

$$\begin{aligned} M_{\odot} &= 1,988\,55(24) \times 10^{30} \text{ кг}, \\ M_{\oplus} &= 5,972\,58(72) \times 10^{24} \text{ кг}. \end{aligned} \quad (14)$$

Относительная погрешность определения масс Солнца и Земли оказывается равной относительной погрешности измерения постоянной всемирного тяготения, а именно, $1,2 \times 10^{-4}$. Хорошая это точность или плохая для масс небесных тел? Конечно, отношения масс Солнца, планет, малых планет и некоторых лун известны с точностью на несколько порядков лучше [94].

Некоторую абсурдность ситуации придаёт то, что и массы некоторых далёких звёзд (в килограммах) мы знаем с погрешностью, сопоставимой с $1,2 \times 10^{-4}$. Рассмотрим, например, массы компонент в двойном пульсаре PSR J0737-3039/A/B [95], состоящем из миллисекундного и обычного пульсаров. Их массы равны соответственно

$$\begin{aligned} M_m &= 1,3381(7) M_{\odot} = 2,6609(14) \times 10^{30} \text{ кг}, \\ M_p &= 1,2489(7) M_{\odot} = 2,4835(14) \times 10^{30} \text{ кг}. \end{aligned} \quad (15)$$

что (в килограммах) всего в 4,5 раза хуже по точности, чем аналогичный показатель для массы Солнца или Земли (14). При этом полная масса двойной системы

$$\begin{aligned} M_{\text{tot}} &= M_m + M_p = 2,587\,08(16) M_{\odot} = \\ &= 5,144\,53(69) \times 10^{30} \text{ кг} \end{aligned}$$

известна в единицах массы Солнца с относительной погрешностью 6×10^{-5} , что лучше, чем погрешность массы Солнца в килограммах. То есть масса двойной системы известна в килограммах с такой же точностью, что и масса Солнца! Таким образом, применение килограмма как единицы массы ограничивает не только точность измерения масс небесных тел Солнечной системы, но и вполне далёких звёзд.

Все эти рассуждения показывают, что в тех задачах, где тяготение заданного гравитирующего источника играет фундаментальную роль и где в соответствующих выражениях должна появиться постоянная всемирного тяготения G , применение системы СИ и, в частности, измерение массы в килограммах, оказывается неуместным. Оно не отражает физику задачи и в ряде случаев приводит к потере точности — это задачи не лабораторного масштаба. В лабораторных же экспериментах, в которых измерение массы в килограммах вполне органично, напротив, сами эффекты тяготения являются до некоторой степени экзотическим явлением.

В итоге оказывается, что, при всём богатстве физических явлений фундаментальной природы, для определе-

ния G проводятся эксперименты достаточно ограниченного типа. Понятно, что в условиях лаборатории тяготение между телами не играет фундаментальной роли. В настоящий момент лабораторные эксперименты направлены на измерение сил тяготения между двумя массивными телами лабораторного масштаба (см. обзор результатов в разделе 8.4). Осваивается атомно-интерферометрический способ [96], связанный с поведением траекторий атомных пучков вблизи массивного тела (лабораторного масштаба).

Следует сделать ещё одно замечание касательно гравитационной постоянной, определённой астрономическими методами. В метрологической литературе принято полагать, что физическая величина всегда может быть однозначно представлена в виде произведения числового значения и единицы измерения. Гравитационная постоянная — яркий пример той ситуации, когда это не вполне верно. Система единиц СИ в её традиционном понимании предназначена для локальных измерений, т.е. измерений, в которых эталон и исследуемое тело неподвижны друг относительно друга и находятся в одной точке (и, следовательно, в одинаковом гравитационном потенциале). В случае наличия гравитационных эффектов нелабораторного масштаба в дело вступают эффекты специальной и общей теории относительности. Своей результат для периода обращения Земли вокруг своей оси или периода её обращения вокруг Солнца, измеренный по цезиевым часам (т.е. в "единицах СИ"), будет зависеть от расположения часов. В зависимости от широты скорость их вращения вокруг центра Земли будет разной, а в зависимости от высоты над (или под) поверхностью геоида изменится и гравитационный потенциал. В результате разные цезиевые часы покажут разное время. Для подобных измерений необходимо фиксировать систему координат в том смысле, в котором её понимают в общей теории относительности. Величина гелиоцентрической гравитационной постоянной (12) приведена для бариоцентрического координатного времени¹¹, а геоцентрической (13) — для геоцентрического координатного времени¹². Разный выбор координат, и в частности временной шкалы, приводит к результатам, которые заметно различаются между собой. Соответствующие системы координат и шкалы времени определены Международным астрономическим союзом¹³ (ссылки можно найти, например, в работах [94, 97]), а подробнее о приложении общей теории относительности к метрологии см. работу [98]. Подчеркнём, что речь идёт не о самой фундаментальной константе, а о её числовом значении, полученном при помощи часов, расположенных в определённой системе координат.

8.2. Общие замечания: прецизионная термометрия

Ситуация с постоянной Больцмана во многом аналогична рассмотренной выше. Эта величина имеет смысл переводного множителя от температуры к энергии, приходящейся на одну степень свободы. Такую энергию измерять с высокой точностью чрезвычайно сложно, так как речь идёт о средней энергии, а реальные измерения приводят к сложным профилям. Характерным примером является изучение эффекта Доплера при максвеллов-

¹¹ Temps-coordonnée barycentrique (TCB).

¹² Temps-coordonnée géocentrique (TCG).

¹³ International Astronomical Union (IAU).

¹⁰ МСВЗ — International Earth Rotation and Reference Systems Service (IERS).

ском распределении молекул по скоростям. Найти с высокой точностью среднее в таких опытах очень трудно, однако соответствующие эксперименты сейчас проводятся [99, 100].

Другой трудностью является интенсивный характер температуры. Экстенсивные величины, такие как масса или электрическое сопротивление, легко складывать, вычитать, умножать на целое число и т.д. Это существенно облегчает сравнение разных значений. В случае температуры сделать это невозможно. Измерение температуры на практике означает создание некой условной температурной шкалы по реперным точкам.

От такой шкалы требуются однозначность соответствия между точками шкалы и абсолютной термодинамической температурой, непрерывность этого соответствия и, конечно, воспроизводимость шкалы экспериментально. Реперные точки основаны на воспроизводимых явлениях со строго фиксированной температурой, характерным примером которых является тройная точка какого-либо вещества.

Реализация той или иной температурной шкалы и измерение в её единицах представляют собой предмет вторичной термометрии. Определение абсолютной термодинамической температуры реперных точек осуществляется путём их сравнения с тройной точкой воды посредством газового термометра, что составляет предмет первичной термометрии.

В техническом плане первичная и вторичная термометрии являются двумя совершенно разными и практически независимыми друг от друга областями прикладной физики. Измерение постоянной Больцмана также относится к первичной термометрии и, в известном смысле, инородно по отношению к большинству температурных измерений (в рамках эффективной шкалы температур).

Основой современной практической термометрии является МТШ-90¹⁴ [101]. Погрешности её реализации подробно обсуждаются в статье [102]. Эта шкала, вообще говоря, нелинейна, и температура МТШ-90 — это сложная функция абсолютной термодинамической температуры. В этом случае термодинамические методы по-прежнему работают, а переход к энергии становится практически бессмысленным.

Примерами реализации таких шкал являются платиновые термометры, в которых сопротивление является функцией температуры и шкала получается путём интерполяции и экстраполяции по нескольким реперным точкам.

Погрешности температурной шкалы связаны как с погрешностью интерполяции, так и с точностью, с которой известны сами реперные точки. Однако важно понимать, что, например, для воспроизводимости температуры как условия того или иного физического опыта совсем не важно знать правильные значения реперных точек. Достаточно знать положение той или иной температуры на шкале по отношению к реперным точкам — примерно так же мы ориентируемся и на местности, соотнося положение искомой точки с известными опорными.

Практические термодинамические методы, оперирующие измерениями в терминах МТШ-90, являются, как правило, контактными методами и неприменимы к

измерениям на расстоянии. Между тем следует упомянуть, что имеются некоторые специальные классы явлений, где измерения абсолютной термодинамической температуры проводятся с высокой точностью именно на расстоянии. Ярким примером здесь служат обзоры анизотропии микроволнового космического излучения. Наиболее точный такой обзор был сделан посредством космического аппарата WMAP: его чувствительность $\Delta T/T$ составила приблизительно 2×10^{-5} [103]. Сейчас обрабатываются данные, полученные инструментом HFI¹⁵ аппарата Planck [104], от которых ожидается сравнение температуры с погрешностью на уровне 2×10^{-6} .

Конечно, относительные измерения не нуждаются в привлечении постоянной Больцмана k , а абсолютное астрофизическое измерение температуры

$$T_{\text{СМВ}} = 2,725\,48(57) \text{ К}$$

по чёрнотельному спектру частоты фонового излучения [105], основанное на обработке данных FIRAS аппарата COBE¹⁶ [106, 107], на самом деле лишь выражает частоту в терминах температуры по известному значению постоянной Больцмана.

Вполне вероятно, что именно относительные измерения температуры реликтового излучения являются наиболее важными с точки зрения фундаментальной физики измерениями температуры в последнем десятилетии.

8.3. Рекомендованные значения

Ниже мы кратко остановимся на определении трёх фундаментальных постоянных: ньютоновской гравитационной постоянной G , постоянной Больцмана k и аномального магнитного момента мюона a_μ , значения которых собраны в табл. 7 вместе с некоторыми производными от них.

Учитывая независимость этих "независимых констант" друг от друга, мы и рассматриваем ниже определение их значений по отдельности.

8.4. Измерение постоянной всемирного тяготения

Положение с фундаментальными константами k и G , внесёнными в табл. 7, крайне различается. Что касается постоянной тяготения G , то здесь главным обстоятельством является разброс экспериментальных данных, что вызвано некоторой искусственностью постановки задачи: приходится исследовать эффекты тяготения в условиях, когда они отнюдь не доминируют.

Измерения G проводятся в ходе специально для этого поставленных экспериментов, где, с одной стороны, фигурируют классические макроскопические объекты, а с другой, — необходимо точно измерять достаточно малые силы. Такие эксперименты всегда сложны и имеют многочисленные систематические погрешности.

Малость эффектов тяготения по сравнению с электромагнетизмом может привести к тому, что рассеянные заряды или токи создадут относительно большие силы. Немаловажными при работе с массивными макроскопическими объектами являются и различные деформации.

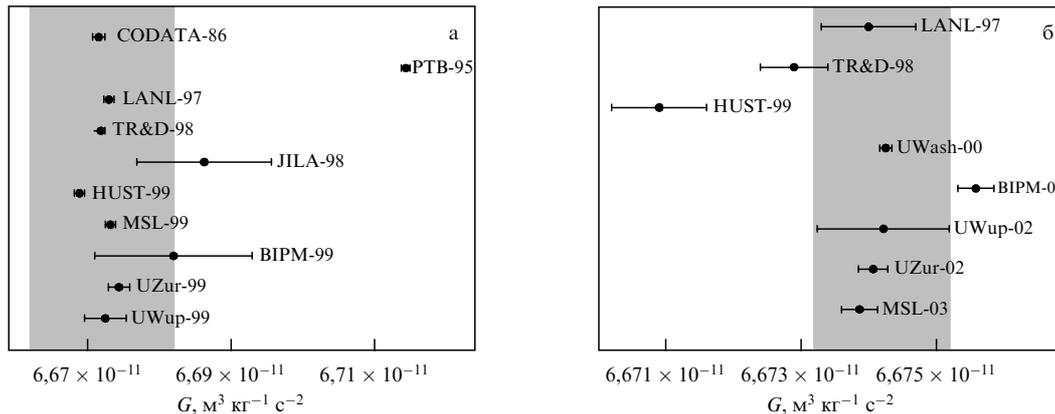
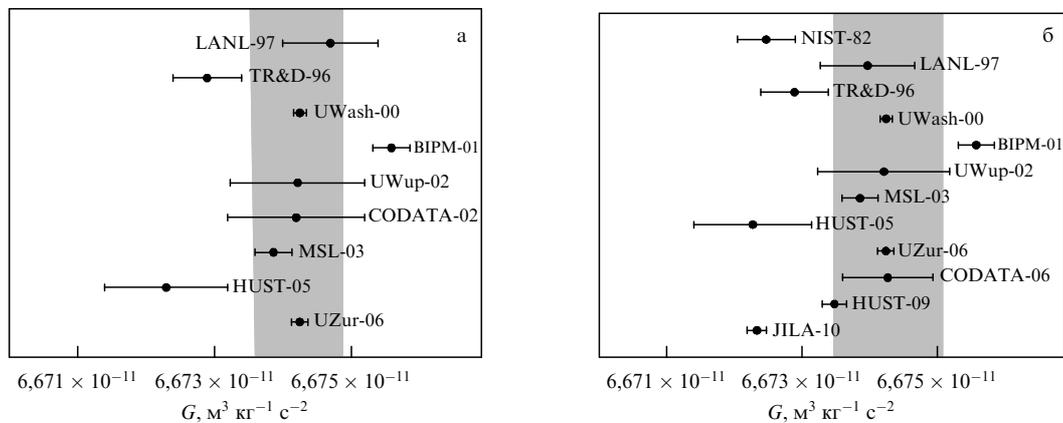
¹⁵ WMAP — Wilkinson Microwave Anisotropy Probe; HFI — High Frequency Instrument.

¹⁶ FIRAS — Far InfraRed Absolute Spectrophotometer; COBE — COsmic Background Explorer.

¹⁴ МТШ-90 — International Temperature Scale of 1990 (ITS-90).

Таблица 7. Рекомендованные значения некоторых независимых фундаментальных констант и производных от них [7]; u_r — относительная погрешность

Величина	Обозначение	Значение	u_r
Постоянная всемирного тяготения Планковская масса	G $m_p = \sqrt{\hbar c/G}$	$6,673\,84(80) \times 10^{-11} \text{ м}^3 \text{ кг}^{-1} \text{ с}^{-2}$	$1,2 \times 10^{-4}$
		$2,176\,51(13) \times 10^{-8} \text{ кг}$	$6,0 \times 10^{-5}$
Постоянная Больцмана Универсальная газовая постоянная Постоянная Стефана – Больцмана	k $R = kN_A$ $\sigma = (\pi^2/60)(k^4/\hbar^3 c^2)$	$1,380\,6488(13) \times 10^{-23} \text{ Дж К}^{-1}$	$9,1 \times 10^{-7}$
		$8,314\,4621(75) \text{ Дж К}^{-1} \text{ моль}^{-1}$	$9,1 \times 10^{-7}$
		$5,670\,373(21) \times 10^{-8} \text{ Вт м}^{-2} \text{ К}^{-4}$	$3,6 \times 10^{-6}$
Аномальный магнитный момент мюона	a_μ	$1,165\,920\,91(63) \times 10^{-3}$	$5,4 \times 10^{-7}$

**Рис. 7.** Измерения гравитационной постоянной G в Соглашениях 1998 г. [3] (а) и 2002 г. [4] (б). Вертикальные полосы отвечают рекомендованным значениям соответствующих Соглашений.**Рис. 8.** Измерение гравитационной постоянной G в Соглашениях 2006 г. [5, 6] (а) и 2010 г. [7] (б). Вертикальные полосы отвечают рекомендованным значениям соответствующих Соглашений.

Разброс данных на рис. 7 и 8, где представлены оригинальные результаты по измерению G , показывает, что с подобными эффектами справиться трудно. На рисунках представлены результаты пяти последних согласований (рекомендованное значение 1986 г. [2] представлено в виде точки на рис. 7а). Основное изменение ситуации заключается в следующем.

Результат 1986 г. обладал относительно высокой точностью, но в 1998 г. погрешность была пересмотрена в сторону увеличения из-за серьезного противоречия между теми данными, на которых было основано Соглашение 1986, и значением ПТБ¹⁷. В 2002 г., после

тщательного анализа [4], было решено исключить значение ПТБ из образца [4].

Погрешность искомого результата по-прежнему определяется разбросом данных. В Соглашениях 2002, 2006 и 2010 она менялась незначительно, хотя появились новые оригинальные результаты и, в целом, выросла их заявленная точность.

Так, в 2000 г. был опубликован наиболее точный (по заявленной относительной погрешности $u_r = 1,4 \times 10^{-5}$) результат [108], полученный в университете Вашингтона: он помечен как UWash-00 на рис. 8. Всего три результата уступают ему по заявленной точности в два и менее раза: они представлены на рис. 8б как UZur-06 (результат

¹⁷ ПТБ — Physikalisch-Technische Bundesanstalt (PTB).

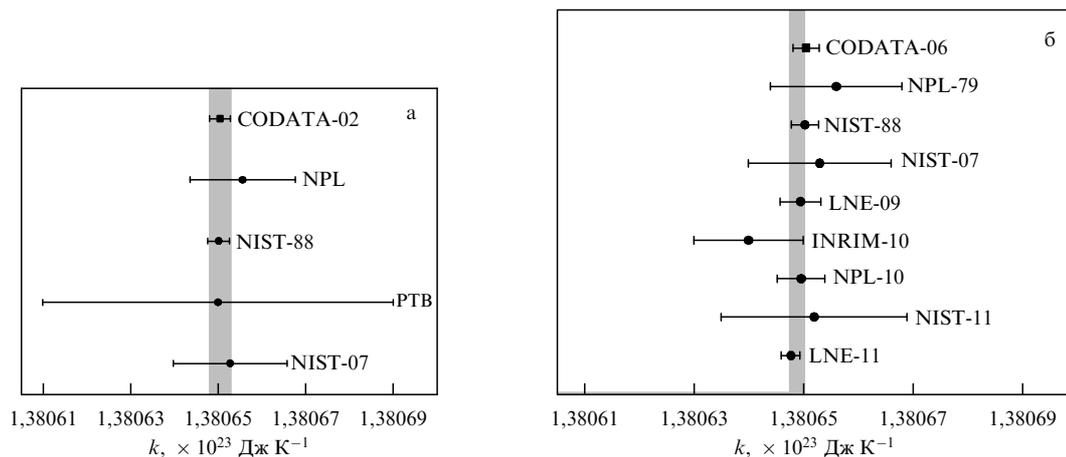


Рис. 9. Определение постоянной Больцмана k в Соглашении 2006 г. [5, 6] (а) и Соглашении 2010 г. [7] (б). Вертикальная полоса отвечает соответствующей рекомендованной величине.

университета Цюриха с $u_r = 1,9 \times 10^{-5}$ [109], HUST-09 ($u_r = 2,1 \times 10^{-5}$) [110]¹⁸ и JILA-10 ($u_r = 2,7 \times 10^{-5}$) [111]. Все они получены относительно недавно, а два последних появились как раз между Соглашениями 2006 и 2010 гг.

Однако точность рекомендованного значения при этом менялась незначительно, оставаясь на уровне $\sim 10^{-4}$. Несмотря на высокую заявленную точность отдельных результатов, процесс не сходится к какому-то одному значению и проблема неучтённых систематических эффектов на настоящий момент, очевидно, не решена.

Как мы отметили выше (см. раздел 8.1), "неурегулированность" ситуации с гравитационной постоянной несколько не затрагивает различных прецизионных приложений. Имеется несколько фундаментальных постоянных, значения которых связаны с G ; к ним следует отнести планковскую массу (см. табл. 7) и эйнштейновскую гравитационную постоянную

$$\kappa = \frac{8\pi G}{c^2} = 1,866\,27(22) \times 10^{-26} \text{ м кг}^{-1}.$$

Однако их значения, полученные с высокой точностью, также не представляют практического интереса.

Общую ситуацию с определением значения постоянной всемирного тяготения G можно охарактеризовать следующим образом: она неприемлема в техническом плане из-за значительных противоречий в данных, однако вполне приемлема с точки зрения "потребителя", которому на самом деле значение G (в единицах СИ) с более высокой точностью и не нужно.

8.5. Прогресс в измерении постоянной Больцмана

На протяжении длительного периода времени рекомендованное значение постоянной Больцмана k (как и универсальной газовой постоянной R) полностью определялось одним экспериментом [112]. Ситуация кардинально изменилась после того, как было предложено переопределить кельвин на основе фиксированного значения постоянной Больцмана [89]. Метрологическое сообщество, а точнее та его часть, которая занимается первичной термометрией, отнеслась к этому предложению в целом позитивно. Со временем, однако, стало

понятно, что нельзя опираться на значение постоянной, измеренной только одним методом и силами только одной группы.

Возникла потребность, возможно, не более точного, но, определённо, более надёжного определения постоянной Больцмана. Эта потребность и привела в итоге к резкому росту экспериментальной активности. Отчасти эта потребность связана как с развитием абсолютных методов измерения энергетической температуры, так и с потребностью в должном знании переводного множителя.

Не следует, однако, переоценивать роль прогресса в абсолютных измерениях в том, что вопрос о постоянной Больцмана как переводном множителе для перехода от термодинамических температур к энергетическим был включён в повестку дня. Скорее, здесь сыграли роль общие соображения (см. раздел 11 и публикации [89, 90]), а прогресс в абсолютных измерениях (см., например, работы [99, 100]) является в равной степени и причиной, и следствием возможного перехода к новому определению кельвина.

Прогресс в уточнении постоянной Больцмана проиллюстрирован на рис. 9. Различия между ситуациями в 2006 и 2010 гг. весьма разительны. Они никак не связаны с каким-то одномоментным революционным прорывом в методах измерения постоянной Больцмана. Собственно, и точность определения постоянной не выросла — стало больше измерений, и они стали разнообразнее, но не точнее, чем измерение 1988 г. [112]. Все измерения проведены в национальных метрологических центрах, и здесь сказывается специфика метрологии, которая является не разделом науки, а наукоёмкой частью некой практической деятельности, которая весьма чувствительна к потребностям общества.

Следует отметить, что на данный момент, наряду с результатом 1988 г. [112], доминируют различные результаты [113–116], полученные методом акустической газовой термометрии — т.е. тем же методом, что и в работе [112]. Эти результаты помечены на рис. 9 как LNE-09, NPL-10, INRIM-10 и LNE-11¹⁹ (см. также статью [117]). Однако и другие методы переживают за-

¹⁸ HUST — Huazhong University of Science and Technology.

¹⁹ LNE — Laboratoire National de Metrologie et d'Essais; INRIM — Istituto Nazionale di Ricerca Metrologica.

метное развитие, хотя соответствующие результаты (NIST-07 и NIST-11) [118, 119] пока и несколько хуже по точности (см. также работы [120, 121]). Активная деятельность в этой области продолжается.

9. Определение аномального магнитного момента мюона

Несколько особняком стоит аномальный магнитный момент мюона a_μ . Его числовое значение является более или менее обособленной константой, это значение, если угодно, можно рассматривать и как вспомогательную константу, используемую при интерпретации данных, связанных с мюоном. Однако эти данные играют небольшую роль при определении наиболее важных фундаментальных постоянных, таких как α и h , и поэтому мы предпочли рассмотреть a_μ как константу независимую.

Вместе с тем важно понимать, что значение исследований аномального магнитного момента мюона для уточнения фундаментальных постоянных не исчерпывается их участием в уточнении параметров мюона. Более существенно, что многие используемые вычислительные технологии применяются также и при расчётах аномального магнитного момента электрона a_e . Мы уже отмечали, что необходимы дополнительные проверки теории a_e и расчёты мюонной аномалии такую проверку, хотя и достаточно ограниченную, предоставляют. Поэтому имеется косвенная связь между этой константой и блоком данных, связанным с постоянной тонкой структуры α .

Согласие теории и эксперимента для аномального магнитного момента мюона не было идеальным начиная с первых публикаций результатов, полученных в БНЛ²⁰. С тех пор и теория и эксперимент совершенствовались. Современное состояние вопроса, в соответствии со статьёй [122], представлено на рис. 10.

Сразу отметим, что, с учётом противоречия между теорией и экспериментом, в качестве рекомендованного

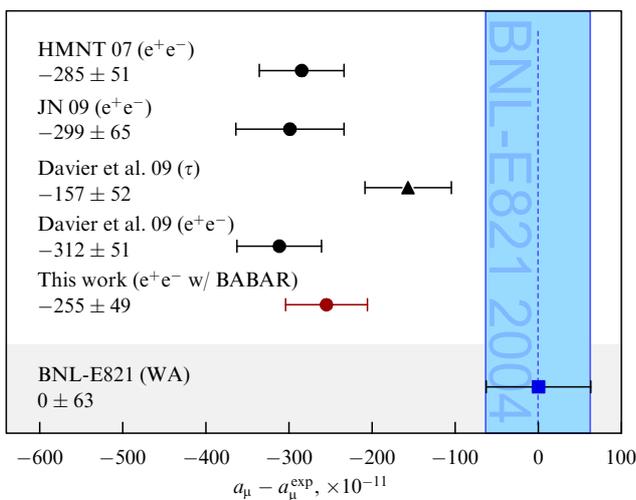


Рис. 10. Теоретические и экспериментальные результаты для аномального магнитного момента мюона a_μ . Рисунок воспроизведён из работы [122] с разрешения авторов, и указатель *This work* относится к работе [122].

значения КОДАТА 2010 [7] было взято экспериментальное значение [123].

Напомним, что теоретическое выражение состоит как из квантово-электродинамических членов, так и из вкладов с адронами в промежуточных состояниях. В КЭД теории удалось достигнуть значительных успехов (см., например, работу [124]), однако адронные вклады по-прежнему остаются камнем преткновения. Подробный анализ общей ситуации можно найти в монографиях [125, 126].

Адронные вклады состоят из двух частей. Во-первых, имеется вклад адронной поляризации вакуума, а во-вторых, существенно меньший вклад адронного блока рассеяния света на свете. Их погрешности, тем не менее, сопоставимы, определяя окончательную точность теории.

Адронная поляризация вакуума описывается посредством "прямых" экспериментальных данных по электрон-позитронной аннигиляции в адроны и по адронным распадам τ -лептона. Вычисляется интеграл по измеряемым сечениям. Слово прямые заключено в кавычки, так как нужны расчёты вклада с погрешностью не выше 0,5 %, и в этом случае необходимы данные со столь же высокой точностью. А для этого требуется учесть различные нетривиальные поправки при интерпретации экспериментальных данных по аннигиляции и распаду частиц. Результаты, полученные из аннигиляции и распада, отнюдь не находятся в прекрасном согласии, как это видно на рис. 10. Различные обработки данных могут приводить к разным результатам. В частности, разным может быть учёт поправок на нарушение изотопической симметрии. Так, в работе [127] утверждается, что после учёта определённым образом таких поправок данные по аннигиляции и распаду приходят в согласие.

Вклад адронного рассеяния света на свете мал, однако его нельзя вычислить ни из первых принципов, ни по данным прямых экспериментов. Модельное вычисление приводит к разбросу результатов и большим неопределённостям; характерная погрешность доходит до 20–30 %.

В частности, для перечисленных ключевых адронных вкладов в работе [122] приведены следующие результаты: для ведущего вклада адронной вакуумной поляризации имеем

$$a_\mu(\text{LO} - \text{hVP}) = 695,5(4,1) \times 10^{-10},$$

тогда как для вклада адронного блока рассеяния света на свете использовано значение [128]

$$a_\mu(\text{hLbL}) = 10,5(2,6) \times 10^{-10}.$$

Эти величины и их погрешности следует сравнить с погрешностью экспериментального определения a_μ [63], которая составляет $6,3 \times 10^{-10}$. Расхождение теории и эксперимента в несколько раз превышает их заявленную погрешность (см. рис. 10).

Разрешение существующего противоречия может быть связано с адекватным описанием экспериментов по e^+e^- аннигиляции и распаду τ -лептона, а также с выбором моделей адронного рассеяния света на свете. Поскольку результаты, полученные из аннигиляции и распада, заметно различаются между собой, то следует ожидать, что, как минимум, часть расхождений будет

²⁰ БНЛ — Brookhaven National Laboratory (BNL).

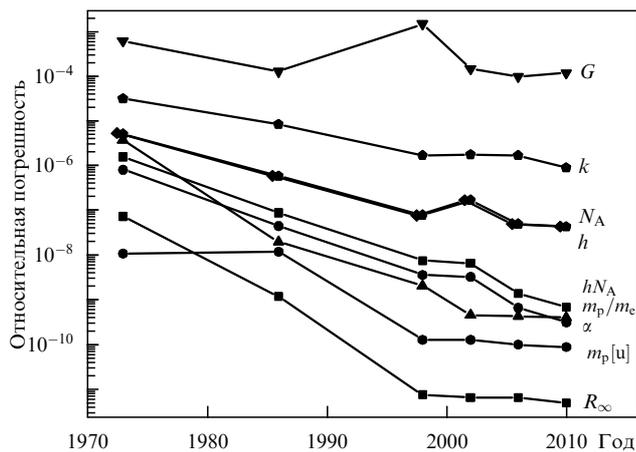


Рис. 11. Точность определения значений фундаментальных физических постоянных в Соглашениях КОДАТА [1 – 7].

устранена при анализе экспериментальных данных, использованных для описания адронных вкладов. В этом смысле выбор в согласовании [7] экспериментального значения a_μ в качестве рекомендованного выглядит разумным. Однако, строго говоря, нет веских оснований считать, что эксперимент [63] непременно правилен, а всё расхождение теоретических и экспериментальных значений определяется исключительно систематическими ошибками в теории.

10. Прогресс в уточнении значений фундаментальных физических констант

В заключение краткого обзора новых оригинальных данных и результатов Соглашения 2010 [7] интересно сравнить новые результаты с более ранними. Динамика в повышении (заявленной) точности представлена на рис. 11 за всё время работы Международной рабочей группы КОДАТА по фундаментальным физическим константам.

Из рисунка видно, что в некоторых случаях точность падает, а не растёт. Это происходит или при появлении новых результатов, противоречащих более ранним, или при обнаружении не учтённых ранее систематических эффектов. Сдвиг некоторых констант от одного соглашения к другому также может выходить за пределы ошибок, и иногда существенно. Это, например, произошло недавно со значениями постоянной тонкой структуры и постоянной Планка. В таблице 8 для наиболее важных констант приведены изменения в их точности определения и сдвиги значений по результатам Соглашения 2010.

Из приведённых в таблице величин только с двумя из них ситуация однозначно улучшилась: с отношением масс электрона и протона m_e/m_p , и с постоянной Больцмана k . Новые значения согласуются со старыми, а их точность и надёжность выросли. Большая надёжность — следствие появления новых и независимых результатов.

Если говорить об остальных постоянных, то приходится констатировать, что произошедшие изменения не столь благоприятны. В одних случаях точность несколько упала из-за возросшего разброса данных, как это имело место с постоянной всемирного тяготения G . В других — произошёл выход за пределы имевшейся погрешности, как это случилось с постоянной тонкой структуры α и с постоянной Планка h . Разброс данных, хотя и не нашедший отражения в увеличении погрешности, произошёл и с постоянной Ридберга R_∞ .

Хорошо это или плохо? Ответ зависит от того, какие цели ставятся перед Соглашением. Если бы речь шла только о решении практической проблемы, скажем, такой, где важен (численный) результат сам по себе, то следовало бы говорить об ухудшении ситуации. В этом плане, да, рекомендованные таблицы стали в некотором отношении хуже.

Однако собственно таблицы, являясь наиболее известным результатом Соглашения, его основной целью всё-таки не являются. Выше мы уже объяснили, почему процедура называется Соглашением. Отметим теперь специфику многих измерений и вычислений, используемых для получения данных. Это или принципиально новые подходы, или измерения и вычисления, ещё недавно находившиеся за гранью доступного.

Точность в подавляющем большинстве вводных данных определяется не статистическими погрешностями, а систематическими. Между тем оценка систематических эффектов — часто наиболее нетривиальная часть эксперимента или расчёта (не самая при этом технически сложная).

И здесь возникает парадоксальная ситуация. При наличии высокой квалификации специалистов и использовании наиболее продвинутых технологий обнаруживается недостаток накопленного опыта, которого, собственно, в пионерских исследованиях и быть не может.

Накопить опыт можно лишь проводя эксперименты и вычисления и сравнивая одни результаты с другими. Главная цель Соглашения и заключается в том, чтобы проверить согласие передовых методов друг с другом и с традиционными подходами.

В этом смысле чем больше несоответствий — тем лучше. Становятся понятны уязвимые места в новых измерительных и вычислительных технологиях.

Сформулируем главные результаты Соглашения 2010 с точки зрения фундаментальной физики.

Таблица 8. Недавний прогресс в определении значений фундаментальных физических констант в Соглашениях 2006 г. [5, 6] и 2010 г. [7]. Здесь Δ обозначает относительное изменение величины A : $\Delta(A) = (A(2010) - A(2006))/A(2006)$; u_r — относительная погрешность

Величина	u_r (2006)	Δ	Δ/u_r (2006)	u_r (2010)	u_r (2010)/ u_r (2006)
R_∞	$6,6 \times 10^{-12}$	$1,1 \times 10^{-12}$	0,17	$5,0 \times 10^{-12}$	0,76
m_e/m_p	$4,3 \times 10^{-10}$	$0,1 \times 10^{-10}$	0,03	$4,1 \times 10^{-10}$	0,95
α	$6,8 \times 10^{-10}$	$44,1 \times 10^{-10}$	6,50	$3,2 \times 10^{-10}$	0,47
h	$5,0 \times 10^{-8}$	$9,2 \times 10^{-8}$	1,84	$4,4 \times 10^{-8}$	0,88
k	$1,7 \times 10^{-6}$	$-1,2 \times 10^{-6}$	-0,68	$9,1 \times 10^{-7}$	0,53
G	$1,0 \times 10^{-4}$	$-0,7 \times 10^{-4}$	-0,66	$1,2 \times 10^{-4}$	1,2

- Резко возросла точность проверки квантово-электродинамических вычислений аномального магнитного момента электрона. Это стало возможным как вследствие развития теории и эксперимента с аномальным магнитным моментом электрона, так и значительного успеха в определении постоянной тонкой структуры методами рамановской спектроскопии на атомах рубидия. Сравнение теории и эксперимента для аномального момента стало чувствительным к пятипетлевым вкладам.

- Впервые после долгого перерыва был достигнут успешный результат по определению уровней энергии мюонного атома [18]. Это первое успешное измерение на мюонных атомах методами лазерной спектроскопии.

- Обозначилось заметное противоречие в определении зарядового радиуса протона разными методами, что, в частности, должно явиться стимулом для анализа данных электрон-протонного рассеяния и атомной спектроскопии водорода и дейтерия.

- Успешно продолжается применение лазерной спектроскопии к прецизионным измерениям в другом нестабильном атоме — антипротонном гелии. Высокие экспериментальные точности измерений позволяют задуматься, в какой степени "экзотические" атомы следует рассматривать как экзотические.

- Достигнут значительный успех в теоретическом [129–131] и экспериментальном [132, 133] изучении тонкой структуры атома гелия. Мы полагаем, что важность значения постоянной тонкой структуры, полученного из изучения тонкой структуры спектра гелия, была недооценена и что в будущем она будет включена в основную обработку. Роль квантовой электродинамики при уточнении значений фундаментальных констант неоспорима. Важную роль в уточнении постоянной тонкой структуры (из аномального магнитного момента электрона) играет КЭД свободных частиц; квантовая электродинамика двухчастичных связанных систем важна, в частности, для уточнения постоянной Ридберга, отношения масс электрона и протона и отношения масс электрона и мюона. Проверка КЭД теории водородоподобных атомов [15] тесно перекликается с уточнением фундаментальных констант. Сейчас метрологически важное значение приобретают трёхчастичные атомы и молекулы, такие как антипротонный гелий, обычный гелий и молекулярные ионы водорода [134–136]. Имея в виду это обстоятельство, целесообразно полноценно включить результаты по гелию в обработку данных.

- Наличие прецизионных результатов позволяет наложить ряд ограничений на новую физику. Если эффекты, обусловленные тяжёлыми частицами с нормальными константами связи, можно ограничивать стандартными методами физики элементарных частиц, то прецизионная физика простых атомов, в значительной степени представленная в Согласовании, позволяет получить ограничения на сверхслабое взаимодействие с частицами обычной массы (см., например, работу [137]).

Необходимо отметить, что ко многим ограничениям на новую физику не следует относиться слишком серьёзно. Так, из сравнения частот переходов в антипротонном гелии [58] с переходами в водороде можно сделать заключение о массе антипротона. А сравнивая со стандартным измерением массы протона (см., например, работу [54]), можно далее сделать заключение об отношении масс протона и антипротона [58].

Не лишним будет напомнить, что само существование и основные свойства антифермионов следуют из уравнения Дирака. Если считать его верным, то ничего иного, кроме равенства масс протона и антипротона, ожидать и не стоит. Но если считать его неверным, то исчезает отправная точка для расчётов уровней энергии, например, в атоме водорода (с которым производится сравнение спектра антипротонного гелия).

Реалистичное нарушение *CPT* инвариантности должно прежде всего изменить уравнение Дирака. А дальнейшие возможные ограничения на параметры нарушения *CPT* должны основываться уже на анализе "нарушенного" уравнения Дирака, при котором искажаются спектры водорода и дейтерия, *g*-фактор связанного электрона в водородоподобных ионах и спектр антипротонного гелия.

Хотя отдельные частные утверждения, такие как требование равенства масс частиц и античастиц, и стали своеобразными символами той или иной симметрии, неразумно проверять такие отдельные факты сами по себе. Стандартная физическая теория — это конструкция, в которой отдельные утверждения взаимосвязаны. При этом некоторые утверждения, которые хочется проверить, оказываются связанными с уже проверенными утверждениями или с утверждениями, заложенными в основание самой проверки. В этом смысле при приложении результатов прецизионных исследований к ограничениям на новую физику необходимо чётко понимать рамочную конструкцию новой физики и то, как в ней могут модифицироваться сами исходные данные. Такие проверки, как правило, модельно зависимы.

Рекомендованные значения, собранные в таблицах [7], нужны, в первую очередь, для удобства пользования и единообразия. Если понадобились действительно высокоточные значения, то образ действий здесь должен быть иным. Так, если для сравнения теории и эксперимента необходимо значение постоянной тонкой структуры, то важно не подставлять её рекомендованное значение в формулы, а получить α из сравнения теории и эксперимента и сравнить с остальными значениями (подробнее см. статью [93]).

Например, сейчас рекомендованное значение постоянной Планка есть некое среднее от двух несогласующихся значений (с несколько увеличенной погрешностью ввиду этого несогласия). Это видно из рис. 5. Недавно появился новый результат [91] с относительной погрешностью $6,5 \times 10^{-8}$. Сравнение результата [91] с рекомендованным значением малоинформативно, а вот согласие величины [91] с результатом $N_A(^{28}\text{Si})$ (проект по измерению постоянной Авогадро) и разногласие с величиной $K_J^2 R_K(\text{NIST-07})$ (ватт-весы НИСТ) посылает нам вполне определённый сигнал. Этот пример показывает, что сравнение с оригинальными результатами даёт информацию, которой нет в сравнении с рекомендованным значением.

С точки зрения определения надёжности рекомендованных значений было бы интересно рассмотреть вторые и третьи по точности результаты. Это, однако, не всегда удаётся сделать ввиду присутствия многочисленных корреляций. Так, в одной публикации могут приводиться результаты измерений нескольких переходов (и в нескольких атомах, например, в разных изотопах, как это имеет место для спектроскопии атомарного водорода и дейтерия и антипротонного гелия-3 и 4). Может быть

выполнено и несколько отдельных экспериментов на одной установке, как это имеет место в случае спектроскопии водорода и дейтерия. Ясно, что эти результаты скоррелированы, тогда как для надёжности определения значений фундаментальных физических постоянных необходимы прежде всего независимые подтверждения. Вопрос надёжности здесь является ключевым, так как уточнение значений фундаментальных констант пионерскими методами крайне уязвимо.

Следует отметить и некоторое изменение характера данных и методов работы с ними. Эта область исследований традиционно сложилась с опорой на лабораторные измерения. Немного преувеличивая, можно сказать, что Согласование — это согласование всего того, что относится к постоянной тонкой структуры α и постоянной Планка h . Уточнение этих двух постоянных вовлекает в рассмотрение эталоны единиц основных электрических величин, что имеет большое метрологическое и практическое значение.

Остальные величины появляются, в основном, по мере необходимости. Так, с учётом связи с α необходима величина постоянной Ридберга, а для её определения надо знать зарядовые радиусы протона и дейтрона. Магнитный радиус протона, который не менее и не более фундаментален, чем его зарядовый радиус, для этих целей не нужен. В результате этого зарядовый радиус протона включён в таблицы рекомендованных величин [7], а магнитный — нет.

Для уточнения значения a_μ необходимо учесть малый эффект слабых взаимодействий, и для этого необходима величина постоянной Ферми (слабых взаимодействий) G_F . Она включена в таблицы [7]. Включены и некоторые характеристики нейтрона и мюона, такие как массы и магнитные моменты, но не их времена жизни.

Выбор упомянутых выше примеров не случаен, и мы к ним вернёмся чуть ниже. Однако вначале уместно упомянуть ещё одно обстоятельство. В первоначальных обработках участвовали только лабораторные данные. Их объём был обозрим. Согласование подразумевало ввод всех непосредственно определяемых данных и их совместную обработку.

Ситуация постепенно менялась, и сейчас появились значительные массивы данных, которые обрабатываются вне Согласования. Так, например, зарядовые радиусы протона и дейтрона по данным рассеяния берутся из готовых обработок данных одного или нескольких ускорительных экспериментов. Это связано с тем, что зарядовый радиус представляет собой не непосредственно измеряемую величину, а результат экстраполяции данных рассеяния при разных переданных импульсах.

При обработке данных упругого электрон-протонного рассеяния [19, 138] возникает несколько параметров, и в частности электрический и магнитный радиусы протона. (В работе [138] представлена та же обработка, что и в более ранней публикации [18], цитированной выше в разделе 3.2. Однако, в отличие от работы [18], более поздняя статья [138] более подробна и включает также результат для магнитного радиуса.) Включённый в список рекомендованных значений зарядовый радиус и не включённый магнитный — скоррелированы. При этом оказывается, что результаты для зарядовых радиусов в этих двух работах находятся в прекрасном согласии, а для магнитных — в резком противоречии (см. также обсуждение в статьях [21, 22]), как это видно из рис. 12.

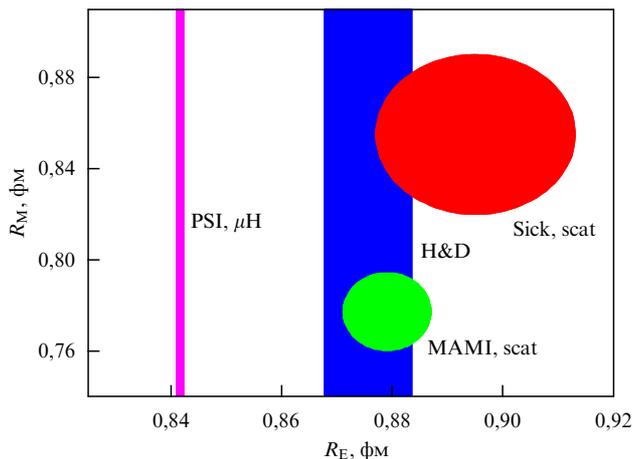


Рис. 12. Определение зарядового (электрического) и магнитного радиусов протона, R_E и R_M . На рисунке 1 и в других разделах, где фигурирует только зарядовый радиус протона, мы следуем обозначениям [7] и используем символ R_p . Обозначение экспериментов и обработок экспериментальных данных следует рис. 1.

Строго говоря, необходимо учитывать корреляцию и при определении радиусов из той или иной обработки данных $e-p$ -рассеяния. Такой учёт несколько повернёт оси эллипсов, но не изменит картину качественно. Непрямое значение, полученное из зарядового радиуса дейтрона и изотопического сдвига в водороде (указано на рис. 1 квадратиком), не показано на рисунке, так как представляло бы собой вертикальную полосу, полностью покрывающую весь рисунок, и не привнесло бы полезной информации.

Постоянная Ферми, как ещё один параметр физики высоких энергий, определяется по времени жизни мюона и нейтрона и из некоторых других экспериментов. Ситуация с временами жизни двух упомянутых частиц не всегда была однозначной (см., например, работы [139] и [140, 141]). Рекомендованное значение [7] постоянной Ферми берётся из обработки, проводимой Группой по свойствам элементарных частиц²¹ [142]. Его точности, конечно, с запасом хватает для a_μ .

Неизбежно возникают вопросы о том, какие данные следует "согласовывать", а какие — заимствовать; какие величины включать в таблицы, а какие нет. Эти вопросы становятся особенно актуальными в преддверии принятия новых определений единиц Международной системы СИ, при которых часть экспериментальных данных, а именно те данные, которые связаны с международным прототипом килограмма и с температурой тройной точки воды, окажутся не имеющими отношения к фундаментальным физическим постоянным.

11. На пути к квантовой системе единиц измерения (квантовой СИ)

В связи с этим обсудим в заключение два вопроса: о возможности и целесообразности новых определений единиц СИ и о том, что случится с величинами фундаментальных физических постоянных после такого переопределения.

²¹ Particle Data Group (PDG).

Международная система единиц СИ основывается на шести единицах измерения физических величин: килограмме, метре, секунде, ампере, кельвине и моле. (Имеется и седьмая единица, кандела, которая предназначена для физиологических величин, связанных с освещением, и здесь не рассматривается.)

Определение шести единиц в терминах естественных констант и квантовых явлений предполагает принятие, по определению, значений шести констант. Их можно выбрать несколькими способами [88–90]. Наиболее привлекательными с практической точки зрения являются частота сверхтонкого расщепления в цезии, скорость света в вакууме, постоянная Планка, заряд электрона, постоянная Больцмана и постоянная Авогадро (см. подробнее обзор [90]).

Для перехода на новые определения важно, чтобы не была потеряна точность измерений (в единицах СИ) и чтобы не было "скачков" в числовых значениях тех или иных наблюдаемых величин. Для осуществления второго условия необходимо знать значения фиксируемых констант с точностью, сопоставимой с точностью реализации единиц в эталонах. Ситуацию с несколькими из этих величин мы обсуждали выше.

Первое условие полностью соблюсти не удастся. Дело в том, что можно относительно легко осуществлять относительные измерения масс, сопротивлений и напряжений. Можно добиться погрешности в несколько единиц девятого знака для масс и в несколько единиц десятого знака для сопротивлений и напряжений. Можно создать эталонные меры для этих величин, которые будут воспроизводимы с точностью, сопоставимой с точностью относительных измерений. Однако единицы измерения этих величин не независимы. Чтобы связать электрические и механические единицы, на некотором этапе необходимо осуществлять эксперименты, которые сейчас направлены на измерение постоянной Планка и постоянной Авогадро. Точность этих экспериментов бесспорно ниже точности упомянутых относительных измерений (см. подробнее в работе [90]) и, кроме того, в их результатах имеются противоречия.

Поэтому при перестройке системы СИ речь идёт о том, что трудности в измерениях в единицах СИ, которые сейчас проявляются в электрических измерениях, перейдут в измерения масс. Преимущество здесь в том, что, во-первых, точность относительных электрических измерений и воспроизводимость квантовых электрических мер выше, чем при взвешивании, и целесообразно именно в этой области пользоваться системными единицами, а во-вторых, что удастся избавиться от единственного артефакта, лежащего в основе современной системы единиц.

Результаты сличения международного прототипа килограмма и национальных эталонов [143], изображённые на рис. 13, указывают на то, что средняя по ансамблю национальных эталонов величина массы эталонной гири дрейфует относительно международного прототипа. Величина долговременного дрейфа уже вполне сопоставима с точностью лучших измерений постоянной Планка (см. раздел 6). Между тем международный прототип килограмма был выбран из набора идентично изготовленных гирь, в котором остальные используются как национальные или вспомогательные эталоны. Нет никаких причин полагать, что международный прототип килограмма сохраняется существенно лучше, чем нацио-

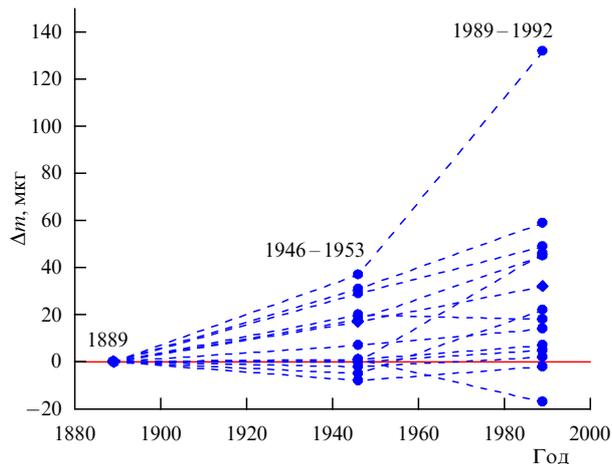


Рис. 13. Результаты сличения международного прототипа килограмма и 14 национальных эталонов, которые участвовали во всех трёх сличениях [143]. Следуя традиции, изменения массы килограммовых гирь даны в микрограммах, т.е. единицах 10^{-9} от величины массы гири.

нальные эталоны, и наблюдаемый систематический и устойчивый дрейф не может не настораживать. Заметим также, что, вопреки чрезвычайно простому определению килограмма, на практике приходится иметь дело с тщательной очисткой международного прототипа перед редкими использованиями [143]. Между сличениями, которых с момента принятия Метрической конвенции, т.е. за более чем столетие, было всего три (включая первое сразу по изготовлению эталонов), величина килограмма фактически определяется по экстраполяциям.

При наличии преимуществ перехода на новые определения ситуация не вполне однозначна в связи с неопределённостями в уточнении постоянной Планка. Ясно, что новые определения приняты будут, но не вполне понятно, когда именно. Подходящее время перехода на новые определения будет выбрано на основе практических соображений и, вообще говоря, это может произойти уже в 2013–2014 гг.

Обсудим теперь, что произойдёт с определением значений фундаментальных физических постоянных при переходе на новые единицы измерения. Для удобства мы рассмотрим следствия поэтапно, принимая фиксированные значения постоянной Планка, элементарного заряда, постоянной Авогадро и постоянной Больцмана одно за другим.

При переходе на определение килограмма по постоянной Планка значение последней, будучи известно точно, станет, конечно, вспомогательной константой. Блоки данных, необходимых для уточнения α и h , объединятся. Действительно, мы помним, что ряд комбинаций постоянных менее точного h -блока с постоянной Планка известны с точностью α -блока, например: hN_A , h/m_e , e^2/h . Как только постоянная Планка станет известна точно, точности значений N_A , m_e и e в единицах СИ немедленно вырастут.

Все старые значения в h -блоке так или иначе подразумевали сравнение с международным прототипом килограмма, и его устранение из измерений, очевидно, поменяет физический смысл числовых значений. Меняется физический смысл и самого килограмма: фактически все массы будут теперь измеряться в единицах частоты. Это приведёт к тому, что измерения, направленные

собственно на измерение постоянной Планка h (ватт-весы), перестанут участвовать в согласовании значений фундаментальных констант и станут основой для реализации новой единицы массы.

Ампер определяется в стандартной версии СИ по фиксированному значению μ_0 . Переход к новому определению с фиксированным значением элементарного заряда (при уже фиксированном значении постоянной Планка) сделает постоянные вакуума ϵ_0 и μ_0 измеряемыми величинами, входящими в α -блок.

С постоянной Авогадро ситуация несколько сложнее. На самом деле, есть две разные фундаментальные константы, которые говорят нам о том, сколько атомов находится в той или иной массе вещества. Во-первых, значение массы атома углерода-12 в граммах однозначно говорит о числе атомов этого типа в 12 граммах углерода. Во-вторых, постоянная Авогадро говорит о числе атомов в *моле*, а *молем* мы называем то количество атомов углерода, которое содержится в 12 граммах.

Если мы вначале определим килограмм, а затем поменяем определение моля, принимая, по определению, фиксированное значение постоянной Авогадро, тогда она изменит физический смысл: отвечая на вопрос, сколько атомов содержится в моле, она перестанет отвечать на вопрос, сколько атомов углерода содержится в 12 граммах углерода. Тем не менее "старая" постоянная Авогадро, отвечавшая на этот вопрос, в уравнениях останется и она будет выражаться в терминах массы атома углерода в килограммах, которая тесно связана с массой протона в килограммах.

В результате ряд констант, связанных с постоянной Авогадро, разделится на две части. С одной стороны, останутся такие константы, как N_A , hN_A , $F = eN_A$ — старые по форме выражения с новой, теперь уже фиксированной, постоянной Авогадро. Их точность возрастет, и часть из них (это относится ко всем трём перечисленным константам) станет известна точно. С другой стороны, большую роль будет играть величина атомной единицы массы m_u в килограммах. Она и заменит постоянную Авогадро в некоторых содержательных соотношениях. Напомним, что в современных определениях численное значение обратной атомной единицы массы в граммах равно численному значению постоянной Авогадро.

Эксперимент по определению постоянной Авогадро ищет количество атомов в макроскопическом образце вещества известной массы. Этот эксперимент не исчезнет из согласования. Он будет измерять массу атома в килограммах. Однако следует понимать, что полученная величина в современной терминологии будет отвечать не столько N_A , сколько hN_A (поскольку масса вещества будет определяться в новых килограммах, связанных с постоянной Планка). В этом случае точность эксперимента может оказаться немного более низкой по сравнению с точностью α -блока. Эксперимент в силу малого статистического веса не будет играть значительной роли в уточнении α , однако будет важен для воспроизведения килограмма. (Сейчас примерно в таком положении находится определение постоянной тонкой структуры электрическими методами и, в частности, $\alpha(R_K)$ — результат сравнения ёмкости расчётного конденсатора и холловского сопротивления. Эти эксперименты мало влияют на рекомендованную величину α , однако важны для воспроизведения фарады и ома.)

Принятие, по определению, значения постоянной Больцмана устранит из согласования эксперименты по её определению; теперь эти эксперименты будут измерять температуру тройной точки воды, которая фундаментальной физической постоянной не является. Они будут важны для реализации шкалы МТШ-90.

В итоге ряд макроскопических экспериментов или уйдёт из согласования полностью, или потеряет своё былое значение.

12. Заключение

В целом, можно констатировать, что в 2007–2010 гг. намечился значительный прогресс в уточнении значений фундаментальных физических постоянных. Были реализованы несколько принципиально новых экспериментов, таких как измерение лэмбовского сдвига в мюонном водороде и измерение постоянной Авогадро с обогащённым монокристаллом кремния. В ряде других экспериментов и вычислений был достигнут значительный прогресс.

Были улучшены значения некоторых фундаментальных констант. Выросла точность и надёжность определения величины постоянной тонкой структуры α , отношения масс электрона и протона m_e/m_p , а также постоянной Больцмана k . Для некоторых величин были обнаружены неучтённые ранее систематические эффекты, как, в частности, для α . В части данных (по зарядовому радиусу протона R_p , постоянной Планка h и постоянной всемирного тяготения G) наблюдается значительный разброс, что является важнейшим стимулом к дальнейшим исследованиям.

Ситуация с фундаментальными константами, необходимыми при переопределении основных единиц СИ, в целом улучшилась. Это делает более вероятным переход на новые определения основных единиц измерения, основанные на естественных константах и квантовых явлениях и исключающие артефакты, такие как хранящийся в МБМВ международный прототип килограмма.

Изменение определений Международной системы единиц (СИ) выведет часть экспериментов из согласования. Они больше не будут уточнять значения фундаментальных физических постоянных, а будут вместо этого воспроизводить новые единицы измерения. Это совершенно очевидно для тех экспериментов, где посредством цепочки сравнений вовлечён международный прототип килограмма или где используется тройная точка воды. Эти величины не имеют никакого фундаментального значения и участвуют в уточнении значений фундаментальных констант лишь постольку, поскольку в настоящее время они определяют две единицы измерения (килограмм и кельвин) и, следовательно, числовые значения фундаментальных величин в этих единицах.

Это сузит экспериментальную базу для уточнения значений фундаментальных констант. Вместе с тем идёт и другой процесс — расширение этой базы. Изначально согласовывались результаты лишь лабораторных экспериментов. В настоящее время эксперименты из физики высоких энергий начинают играть роль в согласовании фундаментальных физических постоянных. Уточнение значений постоянной Ридберга и зарядового радиуса протона является тому ярким примером. Ускорительный эксперимент фактически выступил арбитром в споре двух спектроскопических. Прекрасное согласие результа-

тов электрон-протонного рассеяния и атомной спектроскопии водорода и дейтерия явилось веским аргументом в пользу игнорирования несогласующегося с ними результата спектроскопии мюонного водорода. Вместе с тем собственно данные рассеяния в рамках Согласования не обрабатывались; вместо этого заимствовались результаты готовых обработок данных.

Два последних десятилетия ознаменовались прецизионными астрофизическими и космологическими измерениями. Если раньше было ясно, что гелиоцентрическая гравитационная постоянная представляет собой параметр сугубо Солнечной системы, а измерение масс звёзд в единицах массы Солнца — это не более чем выбор удобного и наглядного масштаба, то недавние прецизионные проверки общей теории относительности в системе двойных пульсаров качественно изменили ситуацию. Масса Солнца — это единица, которая позволяет провести наиболее точные измерения, а гелиоцентрическая гравитационная постоянная становится в этом случае "настоящей" гравитационной постоянной и для удалённых звёздных систем, в отличие от значения постоянной всемирного тяготения Ньютона в килограммах.

Анализ спектров реликтового излучения привёл к тому, что прецизионные измерения первичной термометрии оказались важными для фундаментальной физики. В лабораторных исследованиях роль первичной термометрии была значительно ограничена. В целом, сам факт проведения прецизионных измерений в космосе приводит к некоторому переосмыслению того, как нужно определять единицы измерения и какие величины имеют фундаментальное значение.

Изменение единиц измерения физических величин приведёт к изменению концепции того, что нужно включать в рекомендованные таблицы значений фундаментальных констант, и вполне может оказаться, что уже следующие таблицы будут содержать некоторые величины из физики элементарных частиц или астрофизики, которые до настоящего времени в такие таблицы не включались.

Автор является членом Международной рабочей группы КОДАТА по фундаментальным константам и председателем аналогичной российской группы. Работа представляет собой обзор данных и результатов согласования значений фундаментальных констант [7], выполненного недавно Международной рабочей группой (TGFC). Если рекомендованные значения являются результатом работы группы, то различные замечания и комментарии выражают точку зрения автора и не обязательно совпадают с мнением других членов Рабочей группы.

Автор признателен коллегам по Международной и Российской группам за полезные обсуждения. Автор также благодарен М. Давье (M. Davier) за разрешение использовать рисунок из его статьи и Е.М. Чуразову за полезные обсуждения. Работа была выполнена частично при поддержке DFG (грант GZ: HA 1457/7-2) и РФФИ (грант 12-02-91341-ННЮ.а).

Список литературы

1. Cohen E R, Taylor B N *J. Phys. Chem. Ref. Data* **2** 663 (1973)
2. Cohen E R, Taylor B N *Rev. Mod. Phys.* **59** 1121 (1987)
3. Mohr P J, Taylor B N *Rev. Mod. Phys.* **72** 351 (2000)
4. Mohr P J, Taylor B N *Rev. Mod. Phys.* **77** 1 (2005)
5. Mohr P J, Taylor B N, Newell D B *Rev. Mod. Phys.* **80** 633 (2008)

6. Mohr P J, Taylor B N, Newell D B *J. Phys. Chem. Ref. Data* **37** 1187 (2008)
7. Mohr P J, Taylor B N, Newell D B *Rev. Mod. Phys.* **84** 1527 (2012)
8. *УФН* **115** 623 (1975)
9. Taylor B N, Parker W H, Langenberg D N *The Fundamental Constants and Quantum Electrodynamics* (New York: Academic Press, 1969) [Тэйлор Б, Паркер В, Лангенберг Д *Фундаментальные константы и квантовая электродинамика* (Пер. с англ. под ред. Б А Мамырина) (М.: Атомиздат, 1972)]
10. Фаустов Р Н, Шелест В П (Ред.) *Квантовая метрология и фундаментальные константы* Сб. статей (М.: Мир, 1981)
11. Радшиг А А (Перевод с англ.) *УФН* **173** 339 (2003)
12. Каршенбойм С Г *УФН* **175** 271 (2005) [Karshenboim S G *Phys. Usp.* **48** 255 (2005)]
13. Каршенбойм С Г *Письма в ЭЧАЯ* **5** 522 (2008) [Karshenboim S G *Phys. Part. Nucl. Lett.* **5** 310 (2008)]
14. Каршенбойм С Г *УФН* **178** 1057 (2008) [Karshenboim S G *Phys. Usp.* **51** 1019 (2008)]
15. Karshenboim S G *Phys. Rep.* **422** 1 (2005)
16. Каршенбойм С Г *ЖЭТФ* **106** 414 (1994) [Karshenboim S G *JETP* **79** 230 (1994)]
17. Karshenboim S G *Z. Phys. D* **39** 109 (1997)
18. Sick I *Phys. Lett. B* **576** 62 (2003)
19. Bernauer J C et al. *Phys. Rev. Lett.* **105** 242001 (2010)
20. Pohl R et al. *Nature* **466** 213 (2010)
21. Arrington J *Phys. Rev. Lett.* **107** 119101 (2011)
22. Bernauer J C et al. *Phys. Rev. Lett.* **107** 119102 (2011)
23. Parthey C G et al. *Phys. Rev. Lett.* **104** 233001 (2010)
24. Huber A et al. *Phys. Rev. Lett.* **80** 468 (1998)
25. Sick I, in *Precision Physics of Simple Atoms and Molecules* (Lecture Notes in Physics, Vol. 745, Ed. S G Karshenboim) (Berlin: Springer, 2007) pp. 57–77
26. Eides M I, Grotch H, Shelyuto V A *Theory of Light Hydrogenic Bound States* (Springer Tracts in Modern Physics, Vol. 222) (Berlin: Springer, 2007)
27. Veitia A, Pachucki K *Phys. Rev. A* **69** 042501 (2004)
28. Borie E *Phys. Rev. A* **71** 032508 (2005)
29. Borie E *Ann. Physics* **327** 733 (2012)
30. Jentschura U D *Phys. Rev. A* **84** 012505 (2011)
31. Karshenboim S G, Ivanov V G, Korzinin E Yu *Phys. Rev. A* **85** 032509 (2012)
32. Karshenboim S G et al. *Phys. Rev. A* **81** 060501(R) (2010)
33. Каршенбойм С Г, Корзинин Е Ю, Иванов В Г, Шелото В А *Письма в ЖЭТФ* **92** 9 (2010) [Karshenboim S G, Korzinin E Yu, Ivanov V G, Shelyuto V A *JETP Lett.* **92** 8 (2010)]
34. de Beauvoir B et al. *Phys. Rev. Lett.* **78** 440 (1997)
35. Schwob C et al. *Phys. Rev. Lett.* **82** 4960 (1999)
36. Schwob C et al. *Phys. Rev. Lett.* **86** 4193 (2001), Erratum
37. Niering M et al. *Phys. Rev. Lett.* **84** 5496 (2000)
38. Fischer M et al. *Phys. Rev. Lett.* **92** 230802 (2004)
39. Parthey C G et al. *Phys. Rev. Lett.* **107** 203001 (2011)
40. Каршенбойм С Г *ЖЭТФ* **103** 1105 (1993) [Karshenboim S G *JETP* **76** 541 (1993)]
41. Pachucki K *Phys. Rev. A* **63** 042503 (2001)
42. Pachucki K, Jentschura U D *Phys. Rev. Lett.* **91** 113005 (2003)
43. Czarnecki A, Jentschura U D, Pachucki K *Phys. Rev. Lett.* **95** 180404 (2005)
44. Yerokhin V A, Shabaev V M *Phys. Rev. A* **64** 062507 (2001)
45. Yerokhin V A, Indelicato P, Shabaev V M *Phys. Rev. Lett.* **91** 073001 (2003)
46. Pachucki K *Phys. Rev. Lett.* **72** 3154 (1994)
47. Eides M I, Shelyuto V A *Письма в ЖЭТФ* **61** 465 (1995) [*JETP Lett.* **61** 478 (1995)]
48. Wapstra A H, Audi G, Thibault C *Nucl. Phys. A* **729** 129 (2003)
49. Audi G, Wapstra A H, Thibault C *Nucl. Phys. A* **729** 337 (2003)
50. Van Dyck R S (Jr.) et al. *Int. J. Mass Spectrom.* **251** 231 (2006)
51. Redshaw M, McDaniel J, Myers E G *Phys. Rev. Lett.* **100** 093002 (2008)
52. Mount B J, Redshaw M, Myers E G *Phys. Rev. A* **82** 042513 (2010)
53. Farnham D L, Van Dyck R S (Jr.), Schwinberg P B *Phys. Rev. Lett.* **75** 3598 (1995)
54. Beier T et al. *Phys. Rev. Lett.* **88** 011603 (2002)
55. Häffner H et al. *Phys. Rev. Lett.* **85** 5308 (2000)
56. Verdú J et al. *Phys. Rev. Lett.* **92** 093002 (2004)
57. Hori M et al. *Phys. Rev. Lett.* **96** 243401 (2006)
58. Hori M et al. *Nature* **475** 484 (2011)
59. Korobov V I *Phys. Rev. A* **77** 042506 (2008)
60. Odom B, Hanneke D, D'Urso B, Gabrielse G *Phys. Rev. Lett.* **97** 030801 (2006)

61. Aoyama T, Hayakawa M, Kinoshita T, Nio M *Phys. Rev. Lett.* **99** 110406 (2007)
62. Kinoshita T, Nio M *Phys. Rev. D* **73** 013003 (2006)
63. Hanneke D, Fogwell S, Gabrielse G *Phys. Rev. Lett.* **100** 120801 (2008)
64. Cadoret M et al. *Phys. Rev. Lett.* **101** 230801 (2008)
65. Cladé P et al. *Phys. Rev. Lett.* **96** 033001 (2006)
66. Aoyama T, Hayakawa M, Kinoshita T, Nio M "Tenth-order QED contribution to the electron g-2 and an improved value of the fine structure constant", arXiv:1205.5368
67. Delahaye F et al. *Metrologia* **22** 103 (1986)
68. Hartland A et al. *Phys. Rev. Lett.* **66** 969 (1991)
69. Jeanneret B et al. *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **44** 254 (1995)
70. Jeckelmann B, Inglis A D, Jeanneret B *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **44** 269 (1995)
71. Jeckelmann B, Jeanneret B, Inglis D *Phys. Rev. B* **55** 13124 (1997)
72. Jeckelmann B et al. *IEEE Trans. Instrum. Measur.* **50** 218 (2001)
73. Schopfer F, Poirier W *J. Appl. Phys.* **102** 054903 (2007)
74. Small G W et al. *Metrologia* **34** 241 (1997)
75. Jeffery A et al. *Metrologia* **35** 83 (1998)
76. Trapon G et al. *Metrologia* **40** 159 (2003)
77. Karshenboim S G *Eur. Phys. J. ST* **172** 385 (2009)
78. Kibble B P, in *Atomic Masses and Fundamental Constants* Vol. 5 (Eds J H Sanders, A H Wapstra) (New York: Plenum Press, 1975) pp. 545 – 551
79. Steiner R L et al. *Metrologia* **42** 431 (2005)
80. Steiner R L et al. *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **56** 592 (2007)
81. Eichenberger A et al. *Metrologia* **48** 133 (2011)
82. Robinson I A, Kibble B P *Metrologia* **44** 427 (2007)
83. Robinson I A *Metrologia* **49** 113 (2012)
84. Fujii K et al. *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **54** 854 (2005)
85. Девятых Г Г и др. *ДАН* **421** 61 (2008) [Devyatykh G G et al. *Dokl. Chem.* **421** 157 (2008)]
86. Andreas B et al. *Metrologia* **48** S1 (2011)
87. Andreas B et al. *Phys. Rev. Lett.* **106** 030801 (2011)
88. Mills I M et al. *Metrologia* **42** 71 (2005)
89. Mills I M et al. *Metrologia* **43** 227 (2006)
90. Каршенбойм С Г *УФН* **176** 975 (2006) [Karshenboim S G *Phys. Usp.* **49** 947 (2006)]
91. Steele A G et al. *Metrologia* **49** L8 (2012)
92. Picard A et al. *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **60** 2378 (2011)
93. Karshenboim S G, in *Precision Physics of Simple Atoms and Molecules* (Lecture Notes in Physics, Vol. 745, Ed. S G Karshenboim) (Berlin: Springer, 2008) pp. 35 – 53
94. IERS Conventions (2010) IERS Technical Notes No. 36, 2010 (Eds G Petit, B Luzum) (Frankfurt am Main: Verlag des Bundesamts für Kartographie und Geodäsie, 2010); см. также: http://www.iers.org/nn_11216/IERS/EN/Publications/TechnicalNotes/tn36.html
95. Kramer M et al. *Science* **314** 97 (2006)
96. Lamporesi G et al. *Phys. Rev. Lett.* **100** 050801 (2008)
97. Petit G, Wolf P *Metrologia* **42** S138 (2005)
98. Guinot B *Metrologia* **34** 261 (1997)
99. Daussy C et al. *Phys. Rev. Lett.* **98** 250801 (2007)
100. Lemarchand C et al. *New J. Phys.* **13** 073028 (2011)
101. Preston-Thomas H *Metrologia* **27** 3 (1990); *Metrologia* **27** 107 (1990), Erratum
102. Fischer J et al. *Int. J. Thermophys.* **32** 12 (2011)
103. Jarosik N et al. *Astrophys. J. Suppl.* **192** 14 (2011)
104. The Scientific Programme of Planck, ESA-SCI, 1 (2005)
105. Fixsen D J *Astrophys. J.* **707** 916 (2009)
106. Fixsen D J et al. *Astrophys. J.* **473** 576 (1996)
107. Mather J C et al. *Astrophys. J.* **512** 511 (1999)
108. Gundlach J H, Merkowitz S M *Phys. Rev. Lett.* **85** 2869 (2000)
109. Schlamminger St et al. *Phys. Rev. D* **74** 082001 (2006)
110. Luo J et al. *Phys. Rev. Lett.* **102** 240801 (2009)
111. Parks H V, Faller J E *Phys. Rev. Lett.* **105** 110801 (2010)
112. Moldover M R et al. *Phys. Rev. Lett.* **60** 249 (1988)
113. Pitre L et al. *C. R. Physique* **10** 835 (2009)
114. Sutton G et al. *Int. J. Thermophys.* **31** 1310 (2010)
115. Gavioso R M et al. *Metrologia* **47** 387 (2010)
116. Pitre L et al. *Int. J. Thermophys.* **32** 1825 (2011)
117. Zhang J T et al. *Int. J. Thermophys.* **32** 1297 (2011)
118. Schmidt J W et al. *Phys. Rev. Lett.* **98** 254504 (2007)
119. Benz S P et al. *Metrologia* **48** 142 (2011)
120. Fellmuth B et al. *Metrologia* **48** 382 (2011)
121. Gaiser C, Fellmuth B *Metrologia* **49** L4 (2012)
122. Davier M et al. *Eur. Phys. J. C* **66** 1 (2010)
123. Bennett G W et al. *Phys. Rev. D* **73** 072003 (2006)
124. Aoyama T, Hayakawa M, Kinoshita T, Nio M "Complete tenth-order QED contribution to the muon g-2", arXiv:1205.5370
125. Melnikov K, Vainshtein A *Theory of the Muon Anomalous Magnetic Moment* (Springer Tracts in Modern Physics, Vol. 216) (Berlin: Springer, 2006)
126. Jegerlehner F *The Anomalous Magnetic Moment of the Muon* (Springer Tracts in Modern Physics, Vol. 226) (Berlin: Springer, 2008)
127. Jegerlehner F, Szafron R *Eur. Phys. J. C* **71** 1632 (2011)
128. Prades J, de Rafael E, Vainshtein A, in *Lepton Dipole Moments* (Advanced Series on Directions in High Energy Physics, Vol. 20, Eds B L Roberts, W J Marciano) (Singapore: World Scientific, 2009) p. 303
129. Pachucki K, Yerokhin V A *Phys. Rev. A* **79** 062516 (2009)
130. Pachucki K, Yerokhin V A *Phys. Rev. A* **81** 039903(E) (2010)
131. Pachucki K, Yerokhin V A *J. Phys. Conf. Ser.* **264** 012007 (2011)
132. Smiciklas M, Shiner D *Phys. Rev. Lett.* **105** 123001 (2010)
133. Borbely J S et al. *Phys. Rev. A* **79** 060503(R) (2009)
134. Korobov V I *Phys. Rev. A* **74** 052506 (2006)
135. Korobov V I, Hilico L, Karr J-Ph *Phys. Rev. A* **79** 012501 (2009)
136. Koelemeij J C J et al. *Phys. Rev. Lett.* **98** 173002 (2007)
137. Karshenboim S G *Phys. Rev. Lett.* **104** 220406 (2010)
138. Sick I *Can. J. Phys.* **85** 409 (2007)
139. Семенов А П *УФН* **175** 905 (2005) [Serebrov A P *Phys. Usp.* **48** 867 (2005)]
140. Barczyk A et al. (FAST Collab.) *Phys. Lett. B* **663** 172 (2008)
141. Webber D M et al. (MuLan Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **106** 041803 (2011)
142. Nakamura K et al. (Particle Data Group) *J. Phys. G Nucl. Part. Phys.* **37** 075021 (2010)
143. Girard G *Metrologia* **31** 317 (1994)

Progress in the accuracy of the fundamental physical constants: 2010 CODATA recommended values

S.G. Karshenboim

The Central Astronomical Observatory of the Russian Academy of Sciences at Pulkovo, Pulkovskoe shosse 65, korp. 1, 196140 Saint-Petersburg, Russian Federation. E-mail: S.G.Karshenboim@gao.spb.ru
Max-Planck-Institut für Quantenoptik, Hans-Kopfermann Str. 1, 85748 Garching, Germany

Every four years, CODATA task group on fundamental constants presents the tables of recommended values of the fundamental physical constants. Recently CODATA-2010 recommended values (P.J. Mohr, B.N. Taylor, and D.B. Newell, CODATA Recommended values of the fundamental physical constants: 2010), based on the world data up to December 31, 2010, were published. In the present review we briefly analyze the new recommended values as well as new original data, on which the recommendation is based. To facilitate the consideration, the data are subdivided into several groups. New original theoretical and experimental results are discussed for each group separately. Special attention is paid to experimental and theoretical progress in the determination of the Rydberg constant R_∞ , the electron-to-proton mass ratio m_e/m_p , the fine structure constant α , the Planck constant h , the Boltzmann constant k , the gravitation constant G , and the anomalous magnetic moment a_μ . In conclusion, a perspective of a redefinition of units of the International System, SI, in terms of fundamental constants, currently under active discussions of the metrological community, is considered. The very possibility and efficiency of a practical realization of such a scenario with the redefinition directly depends on a status of the determination of the fundamental constants.

PACS numbers: 06.20.Jr, **12.20**. – m, 31.30.J–, 42.50.Xa
Bibliography — 143 references
Uspekhi Fizicheskikh Nauk **183** (9) 935–962 (2013)

DOI: 10.3367/UFNr.0183.201309d.0935
Received 12 September 2012
Physics – Uspekhi **56** (9) (2013)