

11/У-74

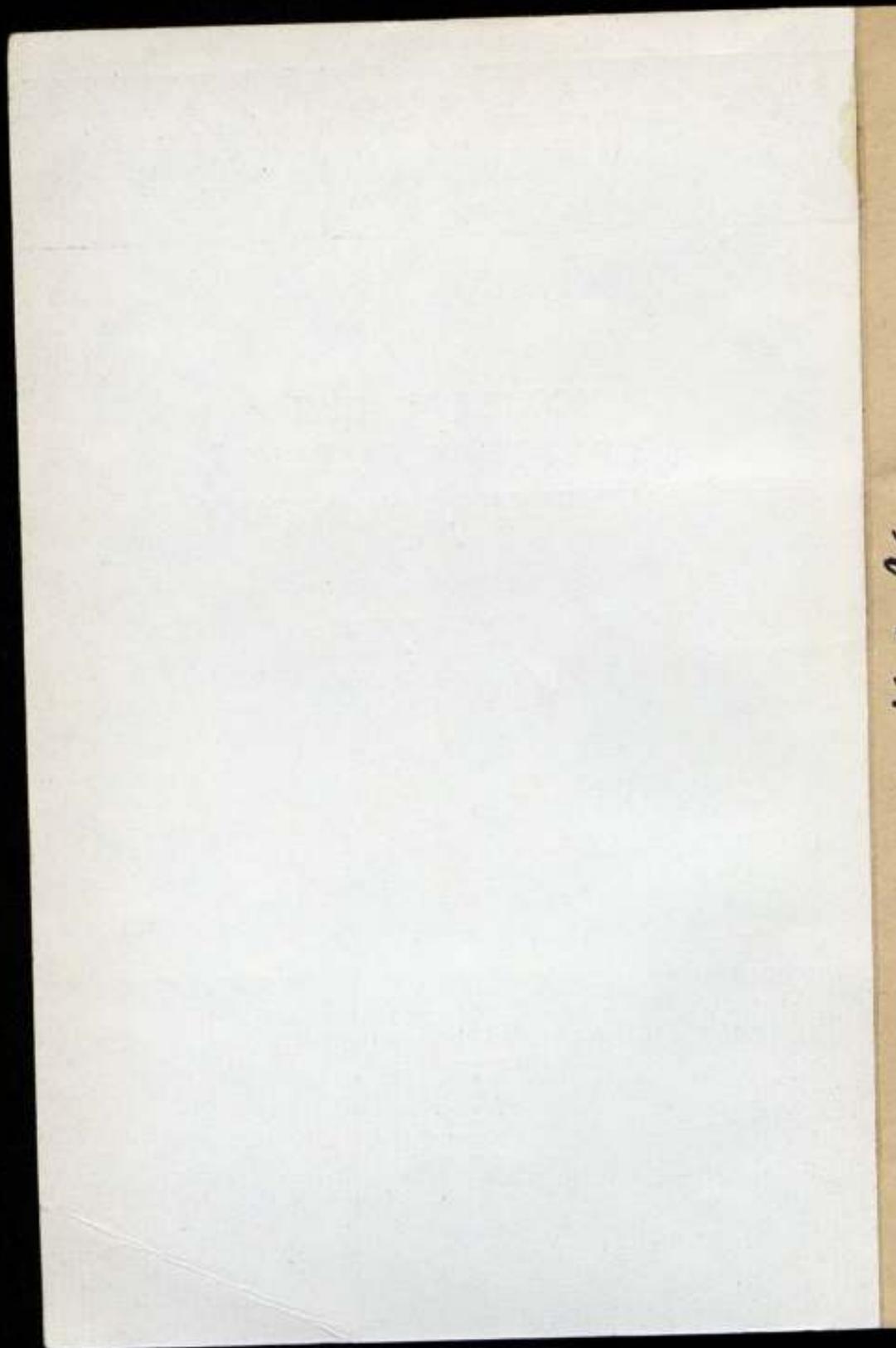
**ВСЕСОЮЗНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ИНСТИТУТ МЕТРОЛОГИИ
ИМ. Д. И. МЕНДЕЛЕЕВА**

**ИССЛЕДОВАНИЯ
В ОБЛАСТИ ИЗМЕРЕНИЙ
ФИЗИЧЕСКИХ КОНСТАНТ**

ТРУДЫ МЕТРОЛОГИЧЕСКИХ ИНСТИТУТОВ СССР

Выпуск 151 (211)



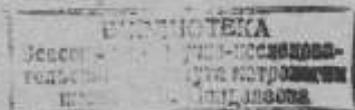


ИССЛЕДОВАНИЯ
В ОБЛАСТИ ИЗМЕРЕНИЙ
ФИЗИЧЕСКИХ КОНСТАНТ

ТРУДЫ МЕТРОЛОГИЧЕСКИХ ИНСТИТУТОВ СССР

Выпуск 151 (211)

Под редакцией С. В. ГОРБАЦЕВИЧА



«ЭНЕРГИЯ»
Ленинградское отделение
1974

РЕДАКЦИОННЫЙ СОВЕТ:

В. О. Арутюнов (председатель), Н. Н. Александрова
(секретарь), С. В. Горбачевич, А. Н. Гордов, Е. Ф. Долинский,
Л. К. Каяк, Д. К. Коллеров, Е. Д. Коатик,
И. Н. Кротков, В. Л. Лассан, Г. М. Малышев,
Б. Н. Олейник, Ю. В. Тарбеев, Д. Ф. Тартаковский,
А. М. Федоров, Е. Н. Чечурина, К. П. Широков,
М. Ф. Юдин

Ответственный редактор
доктор техн. наук, профессор
В. О. АРУТЮНОВ

30306-124
И-051 (01)-74

© Всесоюзный научно-исследовательский
институт метрологии им. Д. И. Менделеева
(ВНИИМ), 1974

ПРЕДИСЛОВИЕ

Сборник содержит работы, в которых изложены результаты научных исследований, касающихся фундаментальных физических констант, различных ядерных констант, а также констант, характеризующих свойства молекул.

В статьях В. Н. Носали, В. М. Холма, Е. К. Ибраилова, К. А. Краснова и Л. П. Губина, относящихся к фундаментальным константам, приводятся опытные данные и теоретические обобщения по определению отношения магнитного момента протона к магнетону Бора, постоянной тонкой структуры и излагаются вопросы, касающиеся эффекта Джозефсона.

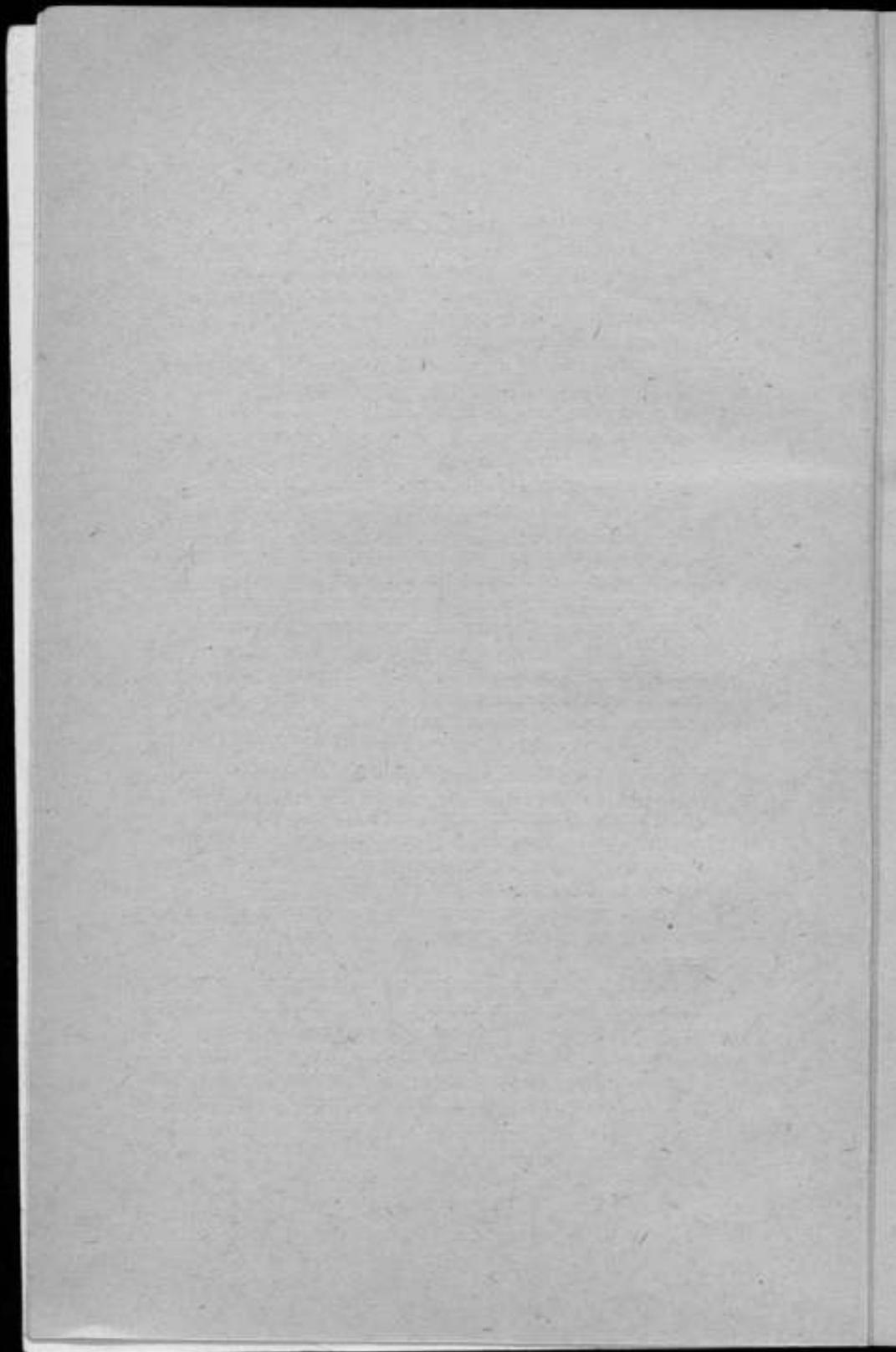
Работы Э. И. Волмянского, Л. К. Пекера, В. А. Балалаева, Б. С. Джелелова, И. Ф. Учасаткина и др. относятся к ядерным константам. В них рассматриваются закономерности, позволяющие предсказывать квантовые характеристики ядерных состояний на основе исследований равновесных форм ядер с заполненными оболочками и нечетно-нечетных ядер. Приводятся также результаты исследования ядер некоторых радиоактивных изотопов, которые позволяют использовать спектры радиоактивных изотопов кобальта 56 и лютеция 173 в качестве градуировочных стандартов.

В группе статей (Б. В. Семакова, Н. В. Морковнина) рассматриваются константы, характеризующие свойства молекул и методы определения значений констант. В связи с этим освещаются проблемы использования ЯМР-спектрометров, спектрометров для исследований в далекой инфракрасной области, а также методы изучения молекулярной кинетики в пленках (статьи Г. Г. Гулиной, В. Б. Бахмендо и др.).

В настоящее время постоянно растет число проводимых исследований с целью уточнения значений физических констант.

Особую важность представляют исследования в области физических констант в связи с тем, что перед метрологией стоит проблема перехода на эталоны, основанные либо на константах, либо на устойчивых физических процессах или явлениях. Уже сейчас ведутся исследования по воспроизведению единиц электрических величин через физические константы, и нет сомнения в том, что создание соответствующих эталонов является наиболее прогрессивным направлением современной метрологии.

Редактор



ИЗМЕРЕНИЕ ОТНОШЕНИЯ МАГНИТНОГО МОМЕНТА ПРОТОНА
К МАГНЕТОНУ БОРА

Открытия в области ядерной и атомной физики позволили в последние годы создать эталоны единиц времени и длины, обоснованные на явлениях, характеризующихся фундаментальными физическими константами, что фактически означало переход от эталонов по соглашению к естественным эталонам. Это обеспечило высокую точность и воспроизводимость единиц соответствующих величин.

Развитие метрологии и дальнейший переход к естественным эталонам требуют проведения глубоких теоретических и экспериментальных исследований с целью уточнения фундаментальных физических констант. Ввиду того, что почти все физические константы связаны между собой, уточнение какой-либо из них приводит к изменению значения других, связанных с ней математическими зависимостями. Так, например, в результате точного измерения $h/2e$ (квант магнитного потока) значение таких констант как постоянная тонкой структуры α , заряд электрона e , масса покоя электрона m_e , постоянная Планка h , число Авогадро N изменились в пределах $(2-10) \cdot 10^{-3}$ [1].

В рамках исследований, имеющих конечной целью переход к естественным эталонам, во ВНИИМ выполнена работа по измерению отношения μ_p/μ_B , где

$\mu_B = \frac{eh}{4\pi m_e}$ — магнетон Бора; m_e — масса покоя электрона; μ_p — магнитный момент протона.

Работы по определению μ_p/μ_B (см. табл. 1) можно разделить на две группы, в одну из которых входят работы, выполненные с использованием электронного циклотронного резонанса свободных электронов (ЭЦР) [2-8], а в другую — работы с использованием электронного парамагнитного резонанса в водороде [9, 10] и дейтерии [11].

В первом случае μ_p/μ_B выражается непосредственно через отношение частоты прецессии протонов ω_{pp} к циклотронной частоте электронов ω_{ce} в одном и том же магнитном поле:

$$\omega_{pp} = \gamma_p B;$$

$$\omega_{ce} = \frac{eB}{m_e};$$

$$\omega_{pp}/\omega_{ce} = \mu_p/\mu_B,$$

где γ_p — гиромагнитное отношение протона; B — индукция магнитного поля.

Таблица 1

Значения $(\mu_p/\mu_B)^{-1}$, вычисленные из различных опытов и приведенные к стандартному образцу протонов (протоны в сферическом образце дистиллированной воды)

Год	Автор	Измеренная величина	Полученное значение	Значение, пересчитанное к стандартному образцу	Относительная средняя квадратическая погрешность $4 \cdot 10^4$
1949-1961	Д. Гарднер, Е. Перселл [2]	$\frac{\omega_{eC}}{\omega_{pp}(\text{вода})}$	$657,475 \pm 0,008$	$657,475 \pm 0,008$	12,2
1956	С. Либес, П. Франкен [3]	$\frac{\omega_{eC}}{\omega_{pp}(\text{масло})}$	$657,4638 \pm 0,0070$	$657,4596 \pm 0,0070$	10,6
1959	С. Либес, П. Франкен [4]	$\frac{\omega_{eC}}{\omega_{pp}(\text{масло})}$	$657,4620 \pm 0,0045$	$657,4596 \pm 0,0045$	6,9
1959	В. Харди, Э. Перселл [5]	$\frac{\omega_{eC}}{\omega_{pp}(H_2)}$	$657,4676 \pm 0,0005$	$657,4672 \pm 0,0005$	0,8
1962	Р. Хоэригер, Е. Клейн [6]	$\frac{\omega_{eC}}{\omega_{pp}(\text{вода})}$	$657,4794 \pm 0,0110$	$657,4794 \pm 0,0110$	17,0
1963	Д. Саундерс, К. Титта, Д. Вард [7]	$\frac{\omega_{eC}}{\omega_{pp}(\text{масло})}$	$657,4620 \pm 0,0036$	$657,4596 \pm 0,0036$	5,5
1968	Е. Клейн [8]	$\frac{\omega_{eC}}{\omega_{pp}(\text{вода})}$	$657,4646 \pm 0,0003$	$657,4656 \pm 0,0003$	0,5
1952	С. Кенни, А. Проделл, П. Каш [9]	$\frac{g_J(H^1)}{g_p(\text{масло})}$	$658,2171 \pm 0,0004$	$657,4637 \pm 0,0004$	0,6
1954	Р. Бернджер, М. Хилд [10]	$\frac{g_J(H^1)}{g_p(H_2)}$	$658,2160 \pm 0,0002$	$657,4651 \pm 0,0002$	0,3
1957	Т. Гейджер, В. Хьюз, Г. Рэдфорд [11]	$\frac{g_J(D)}{g_p(\text{масло})}$	$658,2162 \pm 0,0004$	$657,4640 \pm 0,0004$	0,6
1959	Е. Ламбз	$\frac{g_J(H^1)}{g_p(\text{вода})}$	$658,215909 \pm 0,000022$	$657,465172 \pm 0,000044$	0,066

Во втором случае измеряется отношение g -факторов электрона и протона g_p/g_J , которое пересчитывается к μ_p/μ_B с помощью формулы [12]:

$$\mu_p/\mu_B = (1 + \alpha/2\pi - 0,3285\alpha^2/\pi^2 + 1,6\alpha^3/\pi^3) \left[1 - \left(\frac{\mu_p}{\mu_p + \mu_e} \right)^2 - \frac{13}{6\pi} \alpha^2 \right] g_p/g_J,$$

где α — масса покоя протона.

Опыты проводились с протонами в молекулах воды, минерального масла и в водороде. Поэтому в окончательный результат вносились поправки на диамагнитное экранирование протона электронной оболочкой или производился пересчет к протонам в молекулах дистиллированной воды в образце сферической формы, который принимается за стандартный.

Рассмотрим кратко теорию ЭЦР.

Краткая теория электронного циклотронного резонанса

В нерелятивистском случае движение электрона в постоянном магнитном и переменном электромагнитном полях описывается дифференциальными уравнениями движения [4]:

$$\begin{aligned} \frac{dv_x}{dt} &= -\frac{e}{m_e} (E_x + v_y B); \\ \frac{dv_y}{dt} &= -\frac{e}{m_e} (E_y - v_x B); \\ \frac{dv_z}{dt} &= -\frac{e}{m_e} E_z. \end{aligned} \quad (1)$$

где E_x, E_y, E_z — проекции электрической составляющей переменного поля на оси координат; v_x, v_y, v_z — проекции вектора скорости электрона на те же оси.

Траектория электрона в магнитном поле имеет вид винтовой линии с частотой вращения ω_{ce} , определяемой соотношением

$$\omega_{ce} = \frac{eB}{m_e}$$

Решая уравнения (1) относительно скорости, получим комплексную скорость электрона

$$\begin{aligned} v^k = e^{i\omega_{ce}t} \left[v_0 e^{i\psi} - \frac{k e^{i\psi}}{2(\omega - \omega_{ce})} - \frac{k e^{-i\psi}}{2(\omega + \omega_{ce})} \right] + \\ + \frac{k e^{i(\omega t + \psi)}}{2(\omega - \omega_{ce})} + \frac{k e^{-i(\omega t + \psi)}}{2(\omega + \omega_{ce})}, \end{aligned} \quad (2)$$

где $v^k = v_x + i v_y$ — комплексная скорость электрона; v_0 — начальная скорость электрона; ω — частота переменного электромагнитного поля; $k = \frac{eE_0}{m_e}$; E_0 — амплитуда колебаний СВЧ; ψ — начальная фаза колебаний.

При выводе выражения (2) предполагалось, что электрическая составляющая переменного поля

$$E^k = E_0 \sin(\omega t + \psi).$$

Используя выражение для комплексной мощности

$$P^k = \frac{d\varepsilon}{dt} = e E^k v^{k*}, \quad (3)$$

где ε — кинетическая энергия электрона; v^{k*} — комплексно сопряженная скорость электрона, получим после преобразований:

$$\begin{aligned} \text{Re } P^k &= \frac{1}{2} e E_0 v_0 \{ \sin [(\omega - \omega_{ce})t + \psi - \theta] + \sin [(\omega + \omega_{ce})t + \psi + \theta] \} - \\ &- \frac{k E_0 e}{4(\omega - \omega_{ce})} \{ \sin [(\omega - \omega_{ce})t - \sin 2(\omega t + \psi)] + \sin [(\omega + \omega_{ce})t + 2\psi] \} - \\ &- \frac{k E_0 e}{4(\omega + \omega_{ce})} \{ \sin (\omega + \omega_{ce})t - \sin 2(\omega t + \psi) + \sin [(\omega - \omega_{ce})t + 2\psi] \}; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \operatorname{Im} P^k = & \frac{1}{2} eE_0 v_0 \{ \cos [(\omega - \omega_{ec})t + \varphi - \theta] - \cos [(\omega + \omega_{ec})t + \varphi + \theta] \} - \\ & - \frac{kE_0 e}{4(\omega - \omega_{ec})} \left\{ \cos 2(\omega t + \varphi) - 2 \sin^2 \frac{(\omega - \omega_{ec})}{2} t - \cos [(\omega + \omega_{ec})t + 2\varphi] \right\} + \\ & + \frac{kE_0 e}{4(\omega + \omega_{ec})} \left\{ 2 \sin^2 \frac{(\omega + \omega_{ec})}{2} t - \cos 2(\omega t + \varphi) + \cos [(\omega - \omega_{ec})t + 2\varphi] \right\}. \quad (4) \end{aligned}$$

Средняя мощность P , поглощенная N взаимодействующими электронами, может быть найдена по формуле [4]:

$$P = N \int_0^{\infty} \left[\frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} P(t) dt \right] L(t) dt, \quad (5)$$

где τ — среднее время жизни электрона; $P(t)$ — мгновенная поглощенная мощность

$$L(t) dt = \frac{1}{\tau} e^{-t/\tau} dt \quad (6)$$

— функция распределения времени жизни электрона.

Подставляя (4) и (6) в (5), получим после интегрирования и усреднения по углам φ и θ :

$$\begin{aligned} P_{cp}^k = & - \frac{(eE_0)^2}{4m_e} N \left[\frac{\tau}{1 + (\omega - \omega_{ec})^2 \tau^2} + j \frac{(\omega - \omega_{ec}) \tau^2}{1 + (\omega - \omega_{ec})^2 \tau^2} + \right. \\ & \left. + \frac{\tau}{1 + (\omega + \omega_{ec})^2 \tau^2} - j \frac{(\omega + \omega_{ec}) \tau^2}{1 + (\omega + \omega_{ec})^2 \tau^2} \right], \quad (7) \end{aligned}$$

где P_{cp}^k — средняя поглощенная мощность электронов с временем жизни τ .

Как видно из выражения (7), поглощение мощности СВЧ электронами носит резонансный характер с максимумом поглощения на частоте, близкой к ω_{ec} . Смещение резонанса вызывается нерезонансной частью поглощенной мощности. Из анализа следует, что смещение $\delta_{\omega} = 1/88\delta_0^2$, где δ_0 — относительная ширина резонансной линии на уровне половинной поглощенной мощности. Это смещение пренебрежимо мало по сравнению с шириной линии. Наиболее существенное влияние на сдвиг резонанса может оказать слагаемое

$$\frac{1}{2} E_0 e v_0 \frac{\cos [(\omega - \omega_{ec})t + \varphi - \theta]}{\omega - \omega_{ec}}$$

Можно показать, что относительный сдвиг частоты резонанса, вызванный этим слагаемым

$$\delta_{\varphi} = -6 \frac{W_{\omega_0}}{W_{\omega_0}}, \delta_0 \cos(\varphi - \theta), \quad (8)$$

где $W_{\omega_0} = eE_0 v_0 \tau$ — кинетическая энергия электрона; $W_{\omega_0} = \frac{e^2 E_0^2 \tau^2}{2m_e}$ — энергия, полученная электроном при его взаимодействии с электромагнитным полем.

Относительная величина этого сдвига может достигать $1 \cdot 10^{-4}$, если электрическое поле СВЧ воздействует на эмиссию электронов и имеется корреляция между углами φ и θ .

Учитывая результаты теоретического анализа при конструировании объемного резонатора, в котором происходит взаимодействие пучка электронов с полем СВЧ, было решено источник электронов и коллектор разместить вне

резонатора, так чтобы поле внутри резонатора не адияло на эмиссионную способность катода.

Предварительные исследования зависимости частоты ЭЦР от уровня мощности СВЧ за счет релятивистского увеличения массы электрона показали, что такая зависимость отсутствует в пределах точности эксперимента при уровне мощности, меньшем $1 \cdot 10^{-7}$ Вт.

Описание метода измерений и аппаратуры и краткий анализ работ по измерению $\nu_{\text{ЭЦР}}$, выполненных зарубежными исследователями

Электронный циклотронный резонанс наблюдался в вакуумированном прямоугольном резонаторе (рис. 1, поз. 15 — колебания типа H_{103}). Источником электронов служил вольфрамовый катод (диаметр нити 100 мк), который питался током с частотой 3300 Гц. Управление электронным пучком осуществля-

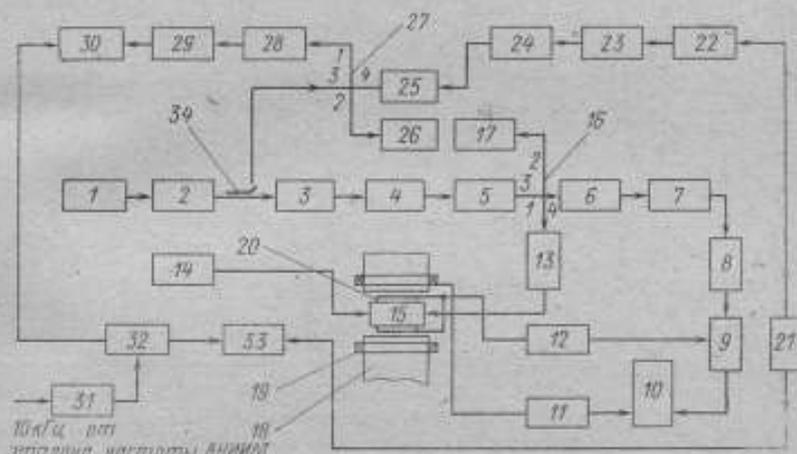


Рис. 1. Схема наблюдения и измерения частоты ЭЦР

1 — блок фазовой автоподстройки частоты кластера; 2 — кластер Э сж диапазона СВЧ; 3, 4, 25 — ферритовый сердечник; 5, 6 — калибровочный эталон; 7, 26 — настроенная детекторная секция; 8 — узкополосный усилитель; 9 — фазовый детектор; 10 — самососец; 11 — генератор тока треугольной формы; 12 — генератор низкой частоты; 13 — трансформатор согласования; 14 — схема питания катода, управляющей сетки и коллектора устройства для наблюдения ЭЦР; 15 — устройство для наблюдения ЭЦР; 16, 27 — вольфрамовый нить; 17, 26 — согласованная нагрузка; 18 — электромагнит; 19 — управляющие катушки электромагнита; 20 — катушки модуляции; 21 — термостабилизированный кварцевый генератор (7 МГц); 22, 23 — умножитель частоты; 24 — генератор гармоник; 29 — широкополосный усилитель; 30 — электронный частотомер ^{13}C ; 31 — умножитель частоты; 32 — частотомер-калибратор ^{13}C ; 33 — электронный частотомер ^{13}C ; 34 — параллельный ответвитель.

лось управляющей сеткой, представляющей собой вольфрамовую золоченую нить, навитую на медную оправку, припаянную латунью к молибденовому вводу. Через отверстие в узкой стенке волновода пучок электронов поступал в пространство взаимодейстая с полем СВЧ и собирался коллектором электронов после прохождения резонатора. Добротность резонатора составляет около 1500. Возбуждение осуществляется через отверстие связи с волноводом, продолжением которого является резонатор. Резонатор и волновод отделены от остальной системы СВЧ с помощью керамической вакуумной диафрагмы. В процессе работы резонатор и волновод откачивались до вакуума $1,5 \cdot 10^{-7}$ мм рт. ст.

Для наблюдения ЭЦР использовался кластерный генератор 2, частота которого с помощью системы фазовой автоподстройки 1 стабилизирована по

эталонной частоте кварцевого термостатированного генератора. Остаточная относительная нестабильность СВЧ около $5 \cdot 10^{-6}$. Мощность стабилизированной СВЧ через ферритовый вентиль 3 и два калиброванных аттенюатора 4, 5 подается в волноводный мост 16. К плечу 1 моста через трансформатор сопротивлений 13 подключено устройство для обнаружения ЭЦР 15.

Трансформатор сопротивлений позволяет точно настраивать резонатор на частоту стабилизированного источника СВЧ. К волноводному мосту подключены также согласованная нагрузка 17, ферритовый вентиль 6 и настраиваемая детекторная секция 7. Резонансное поглощение мощности СВЧ электронами наблюдается методом дифференциального прохождения резонансной линии. Линейная развертка поля осуществляется подачей линейно изменяющегося тока в управляющие катушки 19 электромагнита 18 от генератора тока треугольной формы 11. Модуляция поля осуществляется с частотой 270 Гц, напряжение которой подается в катушки модуляции 20 от генератора низкой

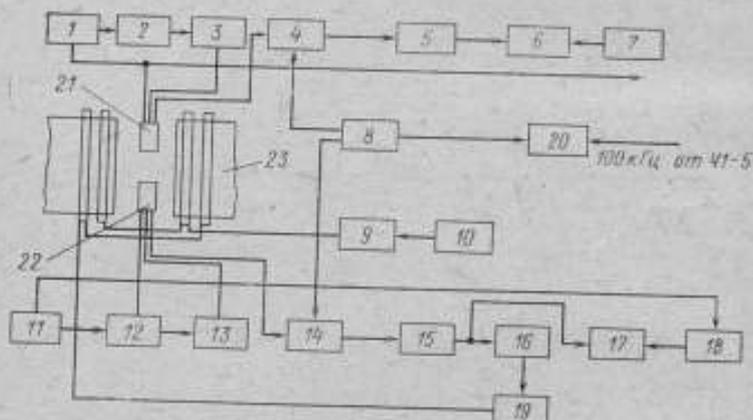


Рис. 2. Блок-схема аппаратуры для наблюдения ЯМР и стабилизации магнитного поля

1—модулятор измерительного образца; 2—схема подачи компенсирующего тока в измерительный образец; 3, 13—вольтамперметр; 4, 14—волноводный мост; 5, 15—усилитель низкой частоты; 6, 17—осциллограф; 7, 18—фазораздатчик; 8—термостатированный генератор высокой частоты; 9, 10—стабилизированные источники питания; 11—модулятор стабилизирующего образца; 12—схема подачи смещающего тока в стабилизирующий образец; 16—фазовый детектор; 19—усилитель постоянного тока; 20—электрический частотомер 43-4; 21—протонный измерительный образец; 22—протонный стабилизирующий образец; 23—электромагнит

частоты 12. Согласно методу дифференциального прохождения амплитуда сигнала после детектора СВЧ в каждый момент времени определяется значением напряженности поля в этот момент, т. е. пропорциональна крутизне линии. С выхода узкополосного усилителя 8 сигнал подается на фазовый детектор 9, синхронизированный частотой модуляции. Точка резонанса определяется как пересечение пронаводящей линии поглощения и линии нулевого уровня.

Частота СВЧ измеряется по схеме рис. 1. Колебания с частотой 7 МГц от термостатированного кварцевого генератора 21 подаются в схему умножения частоты, состоящую из двух умножителей частоты 22, 23 с коэффициентами умножения 24 и 5 соответственно и генератора гармоник 24 на кристаллическом диоде СВЧ. Общий коэффициент умножения частоты равен 1320. При оптимальной настройке схемы мощность колебаний СВЧ составляет от 120—300 мкВт для различных экземпляров детекторов. Эта мощность через ферритовый вентиль 25 подается в волноводный мост 27, в плечо 3 которого поступает мощность измеряемой частоты. Волноводный мост является смеси-

тедем СВЧ. Колебания разностной частоты выделяются детектором СВЧ 26, усиливаются широкополосным усилителем УЗ-11 29, а их частота измеряется электронным частотомером ЧЗ-4 30.

Частота генератора 21 измеряется электронным частотомером ЧЗ-9 33. Оба частотомера синхронизованы опорными частотами 100 КГц и 1 МГц соответственно, подаваемыми с кварцевого калибратора Ч1-5 32, который в свою очередь калибруется и подстраивается по эталону частоты ВНИИМ.

Рассмотренная схема позволяет измерять СВЧ с относительной погрешностью менее $2 \cdot 10^{-4}$ в диапазоне частот 9240 ± 200 МГц без перестройки генератора гармоник.

Электронный циклотронный резонанс свободных электронов наблюдается в магнитном поле с индукцией $B=0,33$ Т, создаваемом электромагнитом 23 (рис. 2) с диаметром полюсных zakonечников 300 мм и межполюсным зазором 50 мм. Питание магнита осуществляется от стабилизированных источников питания 9, 10. Кроме того, поле в зазоре стабилизировано по сигналу ЯМР в протонном образце 22 цилиндрической формы. Для наблюдения сигнала

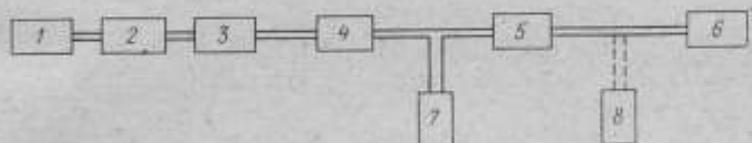


Рис. 3. Блок-схема вакуумной системы

1—механический насос ВН-2; 2—форвакуумный баллон; 3—паромасляный насос Н1-С; 4, 5—азотная ловушка; 6—устройство для обнаружения ЭЦР; 7, 8—лампа ионизационного манометра

ЯМР и измерения его частоты используется протонный измерительный образец 21, термостатированный перестраиваемый генератор 8 и электронный частотомер 20.

Для выделения стабилизирующего сигнала ЯМР используется амплитудный мост 14, усилитель низкой частоты 15 и фазовый детектор 16. Постоянное напряжение, знак и величина которого зависят от разности частот прецессии протонов в стабилизирующем образце и частоты генератора 8, усиливается усилителем постоянного тока 19 и поступает в управляющие катушки электромагнита 23.

Для визуального наблюдения и настройки схемы используется осциллограф 17 и фазовращатель 18. Аналогичная схема используется для измерения частоты ЯМР с тем отличием, что здесь отсутствует фазовый детектор и усилитель постоянного тока, а ширина модуляции превышает ширину линии ЯМР. Схема подачи компенсирующего тока 1 и 11 служит для получения ЯМР при одном и том же значении частоты генератора 8 в различных точках зазора электромагнита. Кроме того, схема подачи компенсирующего тока в стабилизирующий образец может быть использована для линейной развертки поля при подаче в нее линейно меняющегося тока от внешнего источника. Как показали эксперименты, такой способ позволяет изменить поле в пределах до $5 \cdot 10^{-4}$.

В результате исследований конструкций устройства для обнаружения ЭЦР было установлено, что для эффективной работы и получения узкой и интенсивной линии резонанса необходимо обеспечить в резонаторе высокий безмасляный вакуум. С этой целью конструкция вакуумной системы выполнена по схеме рис. 3.

Вначале в место соединения второй азотной ловушки 5 и устройства для обнаружения ЭЦР вставлялась лампа ионизационного манометра 8 и измерялся вакуум после азотных ловушек 4 и 5 при работающем катоде устройства для обнаружения ЭЦР и обезгаженной системе. Как показали исследования, через 2—3 часа работы паромасляного насоса в системе устанавливается

вакуум $1-2 \cdot 10^{-7}$ мм рт. ст. В дальнейшем ионизационная лампа 8 была отпаяна и измерения вакуума производились непосредственно по показаниям лампы 7.

Лампа 5 размещена на коротком штензеле непосредственно над резонатором и при измерениях находилась в межполюсном зазоре магнита. Все измерения μ_r/μ_B производились при вакууме не ниже $1,5 \cdot 10^{-7}$ мм рт. ст.

При проведении эксперимента основное внимание было обращено на исключение возможных систематических погрешностей. При этом стремились также избежать недостатков в конструкции резонатора ЭЦР и измерительной схемы, которые по мнению авторов присущи устройствам для обнаружения ЭЦР и аппаратуре, описанным в литературе [2-8]. Так, основной недостаток устройства для обнаружения ЭЦР [2] состоит в том, что малочувствительная схема обнаружения сигнала ЭЦР — видеодетектирование по току пучка — требовала применения достаточно интенсивного потока электронов. Это приводило к высокой плотности заряда и, следовательно, — к сдвигу резонансной частоты и искажению формы линии. Это внесло основную погрешность в результаты данного эксперимента.

В работах [3, 4], где использовалась фотоэмиссия электронов в сферической стеклянной ампуле, так же была высокая плотность заряда, которая приводила к уширению линии (относительная ширина линии $1,5 \cdot 10^{-4}$), а наличие постороннего газа в резонаторе — к искажению поля СВЧ, что могло быть причиной неучтенной систематической погрешности.

Внутри цилиндрического резонатора [7] расположены катод и управляющая сетка. Эти элементы искажали распределение поля СВЧ внутри резонатора, а тормозной потенциал, подаваемый на крышку резонатора с целью увеличения времени взаимодействия электронов с полем СВЧ, способствовал созданию заметной плотности электронов в резонаторе.

Источник и приемник СВЧ связаны с помощью штырей связи, которые вводились в полость резонатора через отверстия в его стенке и впаивались в стеклянную оболочку вакуумированного резонатора. Такая конструкция неизбежно приводит к существовавшей потере мощности сигнала. Поэтому для обнаружения ЭЦР требуется интенсивный пучок электронов. Авторы работы не указывают полного тока пучка; минимальный ток управляющей сетки составлял 0,5 мкА.

В боковых стенках прямоугольного низкочастотного резонатора [8] были прорезаны отверстия диаметром 10 мм, через которые пропускались вакуумированная стеклянная трубка с пучком электронов, испускаемых никелевым катодом, расположенным вне резонатора. Пучок электронов взаимодействовал с полем СВЧ в резонаторе, однако через отверстия в резонаторе происходило рассеивание мощности СВЧ и, как указывает автор, резонансы частично происходили в районе катода. Величина тока пучка колебалась от 10 до 100 нА при различных условиях.

Сдвиг частоты, вызванный электростатическими полями внутри пространства взаимодействия, определяется выражением [4]:

$$\frac{\omega_{ec}'}{\omega_{pp}} = \frac{\mu_B}{\mu_{pp}} \left(1 + \frac{K}{B^2} \right) = \frac{\omega_{ec}}{\omega_{pp}} \left(1 + \frac{K}{B^2} \right), \quad (9)$$

где K — некоторая функция, зависящая только от распределения электростатического поля; $\frac{\omega_{ec}'}{\omega_{pp}}$ — значение, полученное в результате эксперимента.

В работе [4] для исключения погрешности от объемного заряда использовалась экстраполяция по магнитному полю. В работах [7] и [8] производилась экстраполяция по току пучка к нулевому току. Однако в работе [7] экстраполяция производилась по току управляющей сетки, а не по полному току пучка. Справедливость такой экстраполяции недостаточно обоснована.

Во избежание недостатков конструкции рассмотренных устройств для обнаружения ЭЦР авторы применили прямоугольный резонатор, согласованный с волноводом отверстиями связи, электронную систему, вынесенную из зоны

взаимодействия с полем СВЧ, и схему обнаружения сигнала ЭЦР по отражению. Прежде чем перейти к окончательным измерениям, были проведены исследования, позволяющие определить оптимальные условия для измерения μ_p/μ_B . Эти исследования касались в основном определения уровня минимального тока пучка, при которых наблюдается симметричная узкая линия при достаточном соотношении сигнал/шум.

Для наблюдения производной линии поглощения система стабилизации поля по сигналу ЯМР отключалась, а в регулирующие катушки электромагнита подавался линейно меняющийся ток от генератора тока треугольной формы (рис. 1, поз. 11). Одновременно в катушки модуляции 20 резонатора ЭЦР подавался переменный ток с частотой 270 Гц от генератора 12. Усиленный сигнал ЭЦР после фазового детектора 9 поступает на самописец 10. Изменяя мощность СВЧ, потенциалы на электродах резонатора ЭЦР и ток подогрева катода, добивались симметричной узкой линии.

Исследованиями влияния уровня мощности СВЧ на симметрию линии и сдвига частоты ЭЦР установлено, что при мощностях, меньших $1 \cdot 10^{-7}$ Вт, сдвига точки резонанса в пределах точности опыта не обнаруживается. В ходе дальнейшего эксперимента экстраполяции на уровень мощности не производилось, измерения выполнялись при уровне мощности СВЧ, меньшем $1 \cdot 10^{-7}$ Вт. С целью исключения влияния объемного заряда была снята зависимость значения μ_p/μ_B от тока пучка.

Окончательные измерения при мощности СВЧ около $1 \cdot 10^{-8}$ Вт, токе пучка 5–15 нА, напряжении катода — резонатор около нуля и вакууме около $1,5 \cdot 10^{-7}$ мм рт. ст. производились следующим образом. После того как были выбраны условия эксперимента, обеспечивающие узкую, симметричную линию поглощения, развертка магнитного поля отключалась и включалась система стабилизации магнитного поля по сигналу ЯМР. В тот момент, когда фазовый детектор дает нулевые показания, частота генератора измеряется электронным частотомером (см. рис. 2, поз. 20) с погрешностью около $1 \cdot 10^{-7}$. Одновременно измеряется частота квантронна.

Погрешности метода и аппаратуры и результаты измерения μ_p/μ_B

Для определения значения частоты ЯМР в одном магнитном поле, где находилось устройство для обнаружения ЭЦР, необходимо ввести поправку на разность поля между точками расположения резонатора ЭЦР и протонного стабилизирующего образца. Для этого используется измерительный протонный образец. С помощью подвижной каретки вакуумная система с резонатором ЭЦР выдвигается на несколько сантиметров из зазора электромагнита, а место резонатора занимает измерительный образец. Постоянный ток, подаваемый в катушки модуляции этого образца, компенсирует указанную выше разность поля. Если прокалибровать ток компенсации по частоте ЯМР, то можно определить значение частоты ЯМР в точке расположения электронного циклотронного резонанса. Для калибровки компенсирующего тока измерительного образца сигнал ЭЦР использовался как опорный.

Для контроля неизменности распределения поля при замене устройства для наблюдения ЭЦР протонным измерительным образцом использовался контрольный протонный образец, расположенный над резонатором ЭЦР. При этой замене контролируется величина компенсирующего тока в контрольном образце. Исследования показали, что при измерениях заметного изменения распределения поля не происходит.

Чтобы получить значение μ_p/μ_B , определенное в одном и том же магнитном поле, необходимо пересчитать значение частоты ЯМР ω_{ppc} в стабилизирующем образце к значению ω_{ppn} в измерительном образце. Кроме того, следует произвести экстраполяцию к нулевому току пучка электронов и ввести поправки, связанные с магнитным экранированием поля внутри резонатора ЭЦР материалом его стенок и экранированием протонного образца. Следует учесть также поправки на форму протонного образца и сдвиг резо-

Таблица 2

Экспериментальные результаты измерения
 $(\mu_r/\mu_B)^{-1}$

Номер серии	Значение $(\mu_r/\mu_B)^{-1}$	Среднее значение серии	Средняя квадратическая погрешность $\cdot 10^4$
1	657,46300 657,46503 657,46471 657,46467 657,46499	657,46488	2,5
2	657,46423 657,46469 657,46472 657,46405 657,46470	657,46448	3,0
3	657,46477 657,46510 657,46477 657,46457 657,46477	657,46480	1,9
4	657,46468 657,46509 657,46514 657,46485 657,46522	657,46500	2,0
5	657,46466 657,46495 657,46494 657,46481 657,46424	657,46472	3,0
6	657,46496 657,46479 657,46465 657,46426 657,46465 657,46446 657,46437 657,46463	657,46459	2,3
7	657,46493 657,46455 657,46427 657,46409 657,46455 657,46440 657,46474 657,46463	657,46452	2,3

панской частоты ЯМР, вызванный парамагнитными ионами, добавляемыми в воду для уменьшения времени релаксации.

С учетом сказанного значение μ_r/μ_B для протонов в воде в образце сферической формы может быть определено по формуле

$$(\mu_r/\mu_B)^{-1} = \frac{\omega_{есн}}{\omega_{ppc}} \times \frac{1 + \Delta_p + \Delta_\phi + \Delta_m - \Delta_s}{1 + \Delta_1 + \Delta_n}$$

где $\omega_{есн}$ — измеренное значение частоты ЭЦР, ω_{ppc} — измеренное значение частоты ЯМР с стабилизирующим образцом; Δ_p, Δ_s — поправки на экранирование поля в протонном образце и в резонаторе; Δ_m — поправка на сдвиг частоты ЯМР, вызванный парамагнитными ионами; Δ_1 — поправка на разность поля в месте расположения стабилизирующего образца и резонатора ЭЦР; Δ_ϕ — поправка, связанная с пересчетом образца цилиндрической формы, в котором производились измерения к обвалу сферической формы; Δ_n — поправка экстроголиции к пучковому току пучка электронов.

Общая относительная среднеквадратическая погрешность значения μ_r/μ_B :

$$\delta = \sqrt{\delta_n^2 + \delta_k^2 + \delta_1^2 + \dots + \delta_p^2 + \delta_m^2 + \delta_r^2 + \dots + \delta_\phi^2 + \delta_n^2 + \delta_j^2}$$

где δ_k — относительная среднеквадратическая погрешность измерения

$\delta_{\text{св.н.}}$ — погрешность, связанная с погрешностью измерения величины компенсирующего тока; $\delta_{\text{к}}$ — погрешность, связанная с погрешностью калибровки компенсирующего тока; $\delta_{\text{л}}$ — погрешность значения $\Delta_{\text{л}}$; $\delta_{\text{м}}$ — погрешность значения $\Delta_{\text{м}}$; $\delta_{\text{н}}$ — погрешность значения $\Delta_{\text{н}}$; $\delta_{\text{ф}}$ — погрешность значения $\Delta_{\text{ф}}$; $\delta_{\text{т}}$ — погрешность экстраполяции к нулевому току пучка; $\delta_{\text{р}}$ — погрешность, связанная с расстройкой резонатора.

Поправки $\Delta_{\text{р}}$ и $\Delta_{\text{с}}$ определены экспериментально, поправки $\Delta_{\text{м}}$ и $\Delta_{\text{ф}}$ — по литературным данным. Поправка $\Delta_{\text{н}}$ находилась экстраполицией к нулевому току по экстраполяционной кривой, а поправка $\Delta_{\text{т}}$ определялась в процессе измерений.

В табл. 2 приведены результаты измерений $\mu_{\text{р}}/\mu_{\text{В}}$. Окончательный результат для протонов с сферическом образце дистиллированной воды

$$(\mu_{\text{р}}/\mu_{\text{В}})^{-1} = 657,46525 \pm 0,00055 \quad (8,5 \cdot 10^{-5} \%).$$

Это значение находится в соответствии с экспериментальными значениями других авторов [2—8]. Значения $(\mu_{\text{р}}/\mu_{\text{В}})^{-1}$ в табл. 1 получены в опытах по измерению ЭЦР на свободных электронах и в работах по измерению отношения g -факторов протона и электрона. Экспериментальные данные работы Ламбеа взяты из работы [14]. В результат работы [7], возможно, была ошибка, так как авторы неверно учли знак поправки на форму образца при пересчете от цилиндрического образца, в котором производились измерения, к сферическому.

Результаты определения $\mu_{\text{р}}/\mu_{\text{В}}$, проведенные во ВНИИМ, подтверждают то значение константы, которое принимается в настоящее время в качестве одного из основных для согласования физических констант.

ЛИТЕРАТУРА

1. Паркер У., Гейлор Б., Лангенберг Д. Измерение $2 e/h$ с помощью стационарного эффекта Джозефсона и поправки к квантовой электродинамике. — УФН, 1968, № 94, вып. 2, с. 353—358.
2. Gardner J., Purcell E. Measurement of the Magnetic Moment of the Proton in Units of the Bohr Magnetron. — «Phys. Rev.», 1951, v. 83, pp. 996—1008.

Номер серии	Значение $(\mu_{\text{р}}/\mu_{\text{В}})^{-1}$	Среднее значение в серии	Средняя квадратическая погрешность $\cdot 10^4$
8	657,46564 657,46469 657,46507 657,46473 657,46516 657,46459 657,46427 657,46441	657,46482	3,6
9	657,46440 657,46431 657,46422 657,46445 657,46413 657,46460 657,46455 657,46403	657,46434	1,8
10	657,46469 657,46479 657,46506 657,46489 657,46482 657,46461 657,46450 657,46436	657,46470	1,8

3. Liebes S., Franken P. Magnetic Moment of Proton in Units of the Bohr Magneton. — «Phys. Rev.», 1956, pp. 718—719.
4. Liebes S., Franken P. Magnetic Moment of the Proton in Units of the Bohr Magneton; the Magnetic Moment of the Proton. — «Phys. Rev.», 1959, v. 116, pp. 633—650.
5. Hardy W., Pурселл E. Free-Electron Cyclotron Resonance and the Magnetic Moments of the Electron and Proton. — «Bull. Amer. Phys. Soc.», 1959, v. 4, p. 37.
6. Honerjäger R., Klein E. Zur Messung der Verhältnisse der Spinresonanzfrequenz von Protonen und der Zyklotronfrequenz freier Elektronen im gleichen Magnetfeld. — «Z. Physik», 1962, v. 169, pp. 32—44.
7. Sanders J., Tifted K., Ward J. The Magnetic Moment of the Proton. II The value in Bohr Magneton. — «J. Proc. Roy. Soc. (L)», 1963, A 272, pp. 103—118.
8. Klein E. Ein Präzisionsmessung des Verhältnisses der Spinresonanzfrequenz freier Elektronen im gleichen Magnetfeld. — «Z. Physik», 1968, B. 208, pp. 28—59.
9. König S., Prodehl A., Kusch P. An anomalous Magnetic Moment of the Electron. — «Phys. Rev.», 1952, v. 88, pp. 199—202.
10. Berlinger R., Heald M. Electron spin Magnetic Moment in atomic Hydrogen. — «Phys. Rev.», 1954, v. 95, pp. 1474—1481.
11. Geiger T., Hughes V., Radford H. Electron S' value in the Ground State of Deuterium. — «Phys. Rev.», 1957, v. 105, pp. 183—192.
12. Gilleland J., Rich A. A New Determination of the Anomalous Magnetic Moment of the Electron. — «Phys. Rev. Letters», 1969, v. 23, № 19, pp. 21—33.
13. Hegstrom R. Bound State Correction to the Electron and Proton g-factors for Atomic Hydrogen. — «Phys. Rev.», 1969, v. 184, pp. 17—21.
14. Cohen E., Du Mond J. Our Knowledge of the Fundamental Constants of Physics and Chemistry in 1965. — «Rev. Mod. Phys.», 1965, v. 37, pp. 537—594.

Поступила в редакцию
10/X 1972 г.

УДК 621.3.081.6

В. М. Халин, В. Н. Носаль
ВНИИМ

ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ КОНСТАНТЫ И ВОСПРОИЗВЕДЕНИЕ ЕДИНИЦЫ СИЛЫ ТОКА — АМПЕРА

Значения размерных фундаментальных констант физики и химии, полученные в экспериментах, выражаются через размеры единиц, применяемых в стране, производящей измерения. Так, измерения гиромангнитного отношения протона γ_p связаны с размерами метра, секунды и ампера, отношение удвоенного заряда электрона к постоянной Планка $\frac{2e}{h}$ — с размерами секунды и вольта и др. Если относительная погрешность воспроизведения секунды (частоты) равна 10^{-11} , метра — $2 \cdot 10^{-8}$, то относительная погрешность воспроизведения ампера, а следовательно, и вольта составляет примерно $5 \cdot 10^{-6}$. Поэтому размеры электрических единиц, поддерживаемых в различных национальных метрологических лабораториях, могут отличаться на несколько тысячных процента.

Рассмотрим возможности воспроизведения ампера при помощи фундаментальных констант физики и химии; это может привести к повышенной точности воспроизведения ампера по крайней мере на порядок.

Определение ампера в международной системе единиц основано на законе Ампера для взаимодействия двух токов

$$dF = \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{I_1 I_2}{r} dl, \quad (1)$$

где μ_0 — магнитная проницаемость вакуума, равная $4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м; μ — магнитная проницаемость вещества; I_1 и I_2 — токи, текущие по взаимодействующих проводниках; dl — элемент длины проводника.

Согласно определению [1]: «Ампер есть сила неизменяющегося тока, который, будучи поддерживаемый в двух параллельных прямолинейных проводниках бесконечной длины и ничтожно малого кругового сечения, расположенных на расстоянии 1 м один от другого в пустоте, вызвал бы между этими проводниками силу, равную $2 \cdot 10^{-7}$ Н/м». Эта формулировка содержит понятие бесконечно длинных и бесконечно тонких проводников, которые практически невозможно реализовать. Однако можно точно рассчитать на основе закона Ампера силу взаимодействия двух токов, протекающих по конечным проводникам с конечным поперечным сечением. Это позволяет использовать взаимодействие между цилиндрическими катушками для воспроизведения ампера. На этой основе разработано два типа установок: токовые весы и динамометр Пелла. Токовые весы неоднократно описывались в литературе [2, 3, 4], и поэтому здесь приводим окончательную формулу, по которой вычисляется абсолютное значение тока, пропускаемого через обмотки взаимодействующих катушек. Сила взаимодействия двух катушек

$$dF = I_1 I_2 \frac{\partial M}{\partial z}, \quad (2)$$

где $M = \frac{\oint \oint dl_1 dl_2}{r}$ — взаимная индуктивность катушек; dl_1 и dl_2 — элементы длины круговых проводников; r — расстояние между ними; $K = \frac{\partial M}{\partial z}$ — постоянная весов.

Производя интегрирование и пропуская одинаковые токи через катушки $I_1 = I_2 = I$, измеряя силу F при помощи взвешивания, можно вычислить абсолютное значение тока, текущего по катушкам

$$I_{abs} = \sqrt{\frac{mg}{\partial M / \partial z}}, \quad (3)$$

где m — масса уравновешивающего груза; g — ускорение силы тяжести в месте расположения весов.

Сравнив значение тока в абсолютных единицах с током, получаемым от эталона вольты E_s и эталонного сопротивления R_s , значения которых известны в национальных единицах

$$I_s = \frac{E_s}{R_s}, \quad (4)$$

получим отношение абсолютного ампера к амперу, поддерживаемому в национальной лаборатории

$$K_A = \frac{I_{abs}}{I_{nat}} = \frac{A_{nat}}{A_{abs}},$$

где A_{abs} — размер абсолютного ампера; A_{nat} — размер ампера, поддерживаемого в национальной лаборатории.

Воспроизведение ампера или определение коэффициента перехода K_A производилось, начиная с 1900 г., однако наиболее точные результаты получены за последние 20 лет. Для сравнения результатов этих абсолютных опреде-

лений нужно привести их к эталонам, поддерживаемым в какой-либо одной метрологической лаборатории. Удобно приводить их в электрических единицах, поддерживаемых в Международном бюро мер и весов после 1 января 1969 г.

С 1 января 1969 г. вольт, поддерживаемый в МБМВ, был уменьшен на 11 мкВ или на $11 \cdot 10^{-6}\%$ на основе результатов новейших определений K_A при помощи токовых весов и данных по фундаментальным константам, обработанным методом наименьших квадратов [5], причем коэффициент перехода K_A был включен авторами согласования в качестве одной из согласуемых величин.

Значение эталона ампера установлено в 1948 г. на основе абсолютных определений ампера, проведенных в довоенные годы. Эксперименты, проводимые ранее Дрисколом и Катковским в НБС в 1958 г. и Вигуро в 1962—1963 гг. описаны Тейлором и др. [5], и поэтому рассмотрим только результаты новых определений.

Вигуро в 1969—1970 гг. провел повторное измерение на старых токовых весах и получил значение $\frac{A_{\text{НФЛ}}}{A_{\text{абс}}} = 1,0000023$. Используя результаты сличения э. д. с. нормальных элементов и эталонов ома 1970 г., получим

$$\frac{A_{\text{МБМВ}}}{A_{\text{абс}}} = 1,0000019.$$

Сравнение с измерениями 1962—1963 гг., приведенными к амперу, поддерживаемому в МБМВ и равным

$$K_A = 0,9999989 \pm 0,0000050$$

показывает, что расхождение обоих результатов составляет $3 \cdot 10^{-8}$, которое в четыре раза больше случайной погрешности измерения, равной $0,7 \cdot 10^{-8}$. Вероятность того, что это обусловлено случайными причинами менее 0,05% и свидетельствует о наличии систематических ошибок. Это расхождение могло быть частично обусловлено дрейфом эталона вольты в МБМВ, погрешностью транспортировки, а также изменением размеров катушек, которые повторно не измерялись. Поэтому целесообразно взвесить эти измерения как 2:1 и окончательно

$$K_A = 0,9999999 \pm 0,0000060.$$

На основании измерений ВНИИМ на ампер-весах получено [6]:

$$1966 \text{ г. } B_{\text{ВНИИМ}} = 1,0000165 \pm 0,0000027;$$

$$1968 \text{ г. } B_{\text{ВНИИМ}} = 1,0000158 \pm 0,0000016;$$

$$1969 \text{ г. } B_{\text{ВНИИМ}} = 1,0000162 \pm 0,0000018.$$

Среднее взвешенное значение в электрических единицах, поддерживаемых в МБМВ

$$K_B = \frac{B_{\text{МБМВ}}}{B_{\text{абс}}} = 0,9999971 \pm 0,0000019.$$

К этому результату нужно внести ряд поправок, а именно:

- 1) на новое значение ускорения силы тяжести $-0,9 \cdot 10^{-4}\%$;
- 2) на натяжение проволоки катушки и распределение тока в ней $+(2,0 \pm 1,0) \cdot 10^{-4}\%$;
- 3) на отклонение ома, поддерживаемого во ВНИИМ, от абсолютного $-0,6 \cdot 10^{-6}\%$.

Окончательный результат, полученный во ВНИИМ,

$$K_A = 0,9999976 \pm 0,0000060.$$

Погрешность учитывает как случайные, так неучтенные остатки систематических погрешностей.

В динамометре Пелла измеряется момент, возникающий между двумя токами, протекающими по двум concentрическим катушкам с осями, расположенными под прямым углом друг к другу

$$\tau = I_1 I_2 \left[\frac{\partial M}{\partial \theta} \right]_{\theta = \frac{\pi}{2}} \quad (5)$$

где θ — угол между осями катушек.

При абсолютных измерениях тока геометрический фактор $\left[\frac{\partial M}{\partial \theta} \right]_{\theta = \frac{\pi}{2}}$ вычисляется по геометрии катушек, а момент

$$\tau = mgl, \quad (6)$$

где l — длина плеча коромысла весов.

Пологая $I_1 = I_2$, получим абсолютное значение тока, протекающего через катушки

$$I_{abs} = \sqrt{\frac{mgl}{\partial M / \partial \theta}} \quad (7)$$

Сравнив вычисленное значение тока со значением тока, выраженное в национальных единицах $I_N = \frac{E_2}{R_2}$, вычислим коэффициент перехода K_A .

При помощи динамометра Пелла в НБС Дрисколл в 1958 г., а затем Дрисколл и Ольсен в 1968 г. определили

$$K_A = 1,0000031 \pm 0,0000121 \quad \text{и} \quad K_A = 1,0000026 \pm 0,0000097.$$

Эти измерения не независимы, так как проводились на одной и той же аппаратуре, хотя в последнем и были произведены значительные улучшения аппаратуры. Ввиду большей точности и надежности последнего результата авторы рекомендуют для расчетов использовать только это значение.

Таблица 1

Определение коэффициента перехода K_A методом токовых весов

Год	Автор	Национальная лаборатория	Метод	Значение в единицах, подэрадионых в МВМВ после 1.1.1960 г.
1958	Дрисколл, Каткоски	НБС	Токовые весы	0,9999985 (77)
1962—1970	Вигуро	НФМ	• •	0,9999999 (60)
1966—1969	—	ВНИИМ	• •	0,9999976 (60)
1958—1958	Дрисколл, Бендер, Ольсен	НБС	Динамометр Пелла	0,0000026 (97)

Значения коэффициента перехода K_A приведены в табл. 1. Среднее взвешенное значение, полученное на ампер-весах

$$K_A = 0,9999986 \pm 0,0000037,$$

отличается на $4 \cdot 10^{-6}$ от K_A , полученного при помощи динамометра Пелла; эта разность находится в пределах погрешности обоих измерений.

Основная погрешность при определении K_A возникает из-за определения размеров катушек и особенно диаметров, так как сила взаимодействия сильно зависит от диаметров. Неподвижный соленоид может быть сделан большим и его размеры можно вычислить с погрешностью порядка $1 \cdot 10^{-4}\%$, если воспользоваться специальными лазерными интерферометрами, разработанными в НБС и ИФЛ. Ввиду малых размеров подвижной катушки измерение ее диаметра может быть выполнено с меньшей точностью. Подвижная катушка не может быть сделана большой, так как она должна быть легкой ввиду малой силы взаимодействия. Точность определения размеров подвижной катушки можно повысить, измерив отношение магнитных полей в подвижной и стандартной катушках; их размеры точно измерены и поле точно рассчитано. Отношение индукции магнитных полей может быть легко измерено с погрешностью, меньшей $1 \cdot 10^{-4}\%$, при помощи ядерного магнитного резонанса. Известно, что

$$B_k = \gamma_p^* \omega_{pk} \quad \text{и} \quad B_{ст} = \gamma_p^* \omega_{p ст}$$

Отсюда

$$\frac{B_k}{B_{ст}} = \frac{\omega_{pk}}{\omega_{p ст}} = n_1$$

или

$$B_k = B_{ст} n_1 \quad (8)$$

Сравнивая значение B_k с рассчитанным и учитывая измеренные размеры подвижной катушки, можно скорректировать эти размеры, чтобы получить их более точные значения.

Другим важным источником погрешности является взвешивание малой силы взаимодействия однослойных катушек. Силу взаимодействия можно увеличить, если применять многослойные катушки, однако точность расчета постоянной весов в этом случае значительно уменьшается. Увеличение тока, протекающего по катушкам, нежелательно вследствие нагрева оснований катушек и возникновения тепловых потоков воздуха, возмущающих баланс токовых весов.

Единственным способом увеличения силы взаимодействия является использование электромагнита или постоянного магнита с большой индукцией поля. Ввиду малости зазора электромагнита необходимо вместо катушки использовать рамку. Индукция магнитного поля не рассчитывается, а измеряется по отношению к полю в большом эталонном расчетном соленоиде. Если считать, что гиромангнитное отношение для протонов в воде γ_p^1 одинаково в сильном и слабом поле, то по формуле (8) можно вычислить индукцию магнитного поля электромагнита. В этом случае процедура взвешивания значительно упрощается, однако возникают проблемы, связанные с юстировкой рамки в зазоре и расчетом эффективной ширины рамки, зависящей не только от геометрических размеров, но и от распределения индукции магнитного поля в зазоре магнита. Сила взаимодействия тока с полем

$$F = B_1 I_1 l_{эф} \quad (9)$$

где B_1 — индукция магнитного поля; I_1 — ток, текущий в рамке; $l_{эф}$ — эффективная ширина рамки.

Индукция расчетного соленоида

$$B_2 = \mu_0 K I_2 \quad (10)$$

где K — постоянная соленоида; I_2 — ток, текущий по соленоиду. Отношение индукций магнитного поля

$$\frac{B_1}{B_2} = \frac{\omega_{p1}}{\omega_{p2}} = n_2$$

Полагая в общем случае $\frac{I_1}{I_2} = n_2$,

окончательно будем иметь

$$I_{abc} = V \sqrt{\frac{mg}{n_1 n_2 \rho_0 K I_{\text{эфф}}}} \quad (11)$$

Сравнивая абсолютное значение тока со значением, полученным от эталонного нормального элемента и эталонного сопротивления $I_0 = \frac{E_0}{R_0}$, получим значение коэффициента перехода K_A . Такая установка для воспроизведения ампера еще не создана, а имеющиеся установки для определения гиромангнитного отношения протона методом сильного и слабого поля аналогичны по принципу действия.

Определение коэффициента перехода K_A при помощи гиромангнитного отношения протона

Рассмотрим возможность вычисления отношения ампера, поддерживаемого в МБМВ, к абсолютному амперу при использовании фундаментальных констант физики и химии.

В литературе [6, 7, 8] широко обсуждено использование значений гиромангнитного отношения протона, измеренного методом сильного и слабого поля для воспроизведения ампера. Для измерения гиромангнитного отношения протона используется соотношение

$$\gamma_p' = \frac{\omega_p'}{B} \quad (12)$$

где ω_p' — частота прецессии протонов в воде в сферическом образце; B — индукция магнитного поля, в котором измеряется частота прецессии.

Индукция магнитного поля B при определении γ_p' методом слабого поля вычисляется по известной геометрии соленоида или катушек Гельмгольца по формуле (10).

Подставляя (10) в (12), получим

$$(\gamma_p')_{\text{МБМВ}}^{\text{св}} = \frac{\omega_p'}{\rho_0 K I_{\text{МБМВ}}} = \gamma_p' K_A \quad (13)$$

При определении гиромангнитного отношения протона методом сильного поля магнитное поле создается в зазоре магнита. Индукция в зазоре, измеряемая по силе взаимодействия прямолинейного проводника с током с магнитным полем, определяется из выражения (9)

$$B = \frac{mg}{I_{\text{эфф}} I_{\text{МБМВ}}} \quad (14)$$

Подставляя (14) в (12), будем иметь

$$(\gamma_p')_{\text{МБМВ}}^{\text{сильн}} = \frac{\omega_p' I_{\text{эфф}} I_{\text{МБМВ}}}{mg} = \gamma_p' K_A^{-1} \quad (15)$$

Из сравнения выражений (13) и (15) следует, что

$$(\gamma_p')^2 = (\gamma_p')_{\text{МБМВ}}^{\text{св}} (\gamma_p')_{\text{МБМВ}}^{\text{сильн}} \quad (16)$$

$$K_A^2 = \frac{(\gamma_p')_{\text{МБМВ}}^{\text{св}}}{(\gamma_p')_{\text{МБМВ}}^{\text{сильн}}} \quad (17)$$

Значения гиромангнитного отношения протона, полученные методом сильного и слабого поля, приведены в табл. 2 и 3. Значения гиромангнитного отношения протона, полученные методом сильного поля, сильно расходятся между

Таблица 2

Определение γ_p' методом сильного поля

Год	Автор	Национальная лаборатория	Значение в единицах, подерживаемых в МБМВ после 1.1.1969 г., $10^6 \text{ c}^{-1} \text{ T}^{-1}$	Средняя квадратическая погрешность $10^{-4}\%$
1949—1950	Томас, Дрисколл, Хинга	НБС	2,675263 (26)	9,7
1950—1960	Каптуллер	ПТБ	2,675280 (100)	37,0
1962—1963	Ягола, Зингерман, Сепетый	ХВНИИМ	2,6751304 (120)	4,5
1970	Кибл, Ханг	НФЛ	2,675075 (43)	16,0

собой, что обусловлено большими трудностями, возникающими при расчете эффективной длины рамки, учете полей рассеяния на верхней стороне рамки. Одной из возможных причин расхождения результатов, приведенных в табл. 2, является неперпендикулярность индукции магнитного поля к нижней стороне рамки.

Таблица 3

Определение γ_p' методом слабого поля

Год	Автор	Национальная лаборатория	Значение в единицах, подерживаемых в МБМВ после 1.1.1969 г., $10^6 \text{ c}^{-1} \text{ T}^{-1}$	Средняя квадратическая погрешность, $10^{-4}\%$
1958—1968	Дрисколл, Бендер, Ольсен	НБС	2,6751281 (120)	4,5
1961	Вигуро	НФЛ	2,6751186 (155)	5,8
1965—1968	Ко Хара др.	ЕТЛ	2,675116,3 (155)	5,8
1962—1968	Яновский, Студенцов, и др.	ВНИИМ	2,6751093 (203)	7,6

Измерения Яголы и др. [9] являются наиболее точными, и поэтому в дальнейшем будем использовать это значение для расчетов

$$\gamma_p' = (2,6751304 \pm 0,0000120) \cdot 10^6 \text{ c}^{-1} \text{ T}^{-1} (4,5 \cdot 10^{-4} \%)$$

Новое измерение Киббла и Ханга [10] в НФЛ имеет недостаточную точность для того, чтобы можно было проконтролировать значение Яголы и др. Для преодоления трудности измерения геометрических размеров рамки они воспользовались методикой Каптуллера [11], использовавшего катушку с переменной шириной и измерившего не абсолютную ширину катушки, а приращение ширины.

Измерения гиромангнитного отношения протона в слабом поле расходятся на $7 \cdot 10^{-4}\%$, что находится в пределах средней квадратической погрешности их разности. Их среднее взвешенное значение

$$\gamma_p' = (2,675120 \pm 0,000010) \cdot 10^{-8} \text{с}^{-1} T_{\text{МБМВ}}^{-1} (3,9 \cdot 10^{-4} \%).$$

Анализ погрешностей экспериментов показывает, что основные ошибки возникают из-за неточного определения размеров соленоида. В настоящее время имеются возможности для создания большого расчетного соленоида с большим отношением l/d , чтобы неопределенность диаметра и поправки на распределение тока в проводах обмотки слабо влияли на вычисленную напряженность поля. С помощью лазерных интерферометров, разрабатываемых в НФЛ и НБС, можно будет определять размеры с погрешностью примерно $1 \cdot 10^{-6}$. Влияние паразитных магнитных полей и поля Земли может быть скомпенсировано катушками Гельмгольца, а вариации — при помощи какого-либо магнитометра, например рубидиевого, как это сделано в НБС. Измерение частоты прецессии в настоящее время может быть выполнено с погрешностью $0,1 \cdot 10^{-6}\%$, особенно после разработки метода ядерной индукции. Применение метода ядерной индукции устраняет необходимость в поляризованных, 90° катушках, которые могут экранировать протонный образец и вызывать нежелательный нагрев воздуха внутри соленоида.

В настоящее время в НБС продолжают работы по определению гиромангнитного отношения протона методом слабого поля со значительным усовершенствованием аппаратуры, что, по мнению авторов, позволит получить погрешность около $1 \cdot 10^{-4}\%$. Аналогичная работа проводится в НФЛ на новом длинном соленоиде. Только после опубликования этих работ можно будет получить более точное значение гиромангнитного отношения протона, измеренного методом слабого поля.

Воспользовавшись формулой (17), можно получить косвенное значение коэффициента перехода $K_A = 0,99999981 \pm 0,00000030$. Это значение несколько ниже, чем полученное прямыми методами, однако расхождение результатов находится в пределах погрешностей результатов.

Определение коэффициента перехода K_A при помощи постоянной тонкой структуры α

В последнее время появилась возможность вычислить гиромангнитное отношение протона, измеренное методом слабого поля, если воспользоваться значением отношения удвоенного заряда электрона к постоянной Планка $2e/h$ и постоянной тонкой структуры α .

Отношение $2e/h$ получаем из выражения Джозефсона

$$2eU = h\nu, \quad (18)$$

где ν — частота облучения перехода; U — напряжение, возникшее на переходе.

Напряжение измеряется компенсационным методом относительно э. д. с. эталонного нормального элемента E_n и поэтому

$$\frac{2e}{h} = \frac{\nu}{U} = \frac{\nu}{nE_n},$$

где n — коэффициент деления, равный (100—1000).

Обозначив

$$K_A = \frac{E_n c}{E_2},$$

получим

$$\left(\frac{2e}{h}\right)_{\text{МБМВ}} = \left(\frac{2e}{h}\right) K_H = \left(\frac{2e}{h}\right) K_A K_{\Sigma} \quad (19)$$

где $\left(\frac{2e}{h}\right)$ — значение отношения в абсолютных единицах.

Значения отношений удвоенного заряда электрона к постоянной Планка приведены в табл. 4. Как видно, результаты имеют хорошую сходимость в пре-

Таблица 4

Определение отношения удвоенного заряда к постоянной Планка $\frac{2e}{h}$.

Год	Автор	Наименование лаборатории	Значение в единицах, подданныхных в МБМВ после 1.1.1969 г., ТГц/В	Средняя квадратическая погрешность, $10^{-4} \%$
1967—1969	Петли, Моррис	НФЛ	483,5938—0,0040	2,2
1970—1971	Петли, Гэлаоп	НФЛ	483,593876—0,000390	0,8
1970—1971	Харвей и др.	НСЛ	483,593790—0,000100	0,2
1971	Козе и др.	ПТВ	483,593821—0,000200	0,4
1966—1969	Лангенберг, Паркер, Тейлор	Пенсильванский университет	483,59348—0,00020	2,4
1970	Дененстейн и др.	"	483,59372—0,0010	2,2
1971	Финнеган и др.	"	483,593636—0,000060	0,12

делах $0,5 \cdot 10^{-4} \%$. Многочисленные опыты показали независимость соотношения Джозефсона от частоты облучения, типа перехода, температуры жидкого гелия и других экспериментальных условий, и, следовательно, это расхождение в значительной степени может быть объяснено погрешностью сличения э. д. с. нормальных элементов, погрешностью транспортировки и старением их во времени. Для определенности воспользуемся значением, полученным в НБС Финнеганом и др. [12]

$$\frac{2e}{h} = 483,59364 \pm 0,00006 \text{ ТГц/В}_{\text{МБМВ}} (0,12 \cdot 10^{-6}).$$

Повышение точности этого соотношения ограничено нестабильностью нормальных элементов.

Определим гиромагнитное отношение протона из формулы

$$R_{\infty} = \frac{c}{2} \frac{a^2}{(e/m_e)(h/e)} \quad (20)$$

Подставляя в (20) $\frac{2e}{h}$ и

$$\frac{e}{m_e} = \frac{\gamma_p'}{v_p'/v_{\infty'}} \quad (21)$$

получим

$$\gamma_p' = (c/R_{\infty}) (v_p'/v_{\infty'}) (2e/h) a^2. \quad (22)$$

В этом выражении все константы выражены в абсолютных единицах. Если воспользоваться соотношением (13) и (19), то можно получить

$$(\gamma_p')_{\text{МЕМВ}}^{\text{сл}} = (1/4R_{\infty}) (e/K_0) (\mu_p'/\mu_{e0}) (2e/h)_{\text{МЕМВ}} \alpha^2. \quad (23)$$

Подставляя в выражение (17), получим

$$K_A^2 = (1/4R_{\infty}) (e/K_0) (\mu_p'/\mu_{e0}) (2e/h)_{\text{МЕМВ}} \frac{\alpha^2}{(\gamma_p')_{\text{МЕМВ}}}. \quad (24)$$

Значения α , полученные различными методами, приведены в табл. 5.

Таблица 5

Значения постоянной тонкой структуры α^{-1} , полученные различными методами

Метод	Значение	Средняя квадратическая погрешность, 10^{-4} %
Сверхтонкое расщепление мюония	$137,03631 \pm 0,00022$	1,6
Сверхтонкое расщепление водорода	$137,03563 \pm 0,00022$	1,6
Тонкое расщепление водорода	$137,03522 \pm 0,00028$	2,2
Тонкое расщепление дейтерия	$137,03647 \pm 0,00058$	4,2
Аномальный магнитный момент электрона	$137,03587 \pm 0,00051$	3,7

Для вычисления K_A воспользуемся значением γ_p' , полученным Яголой и др.

$$\gamma_p' = (2,6751304 \pm 0,0000120) \cdot 10^6 e^{-1} T_{\text{МЕМВ}}^{-1}$$

и значениями точно известных констант [13]:

$$\mu_p'/\mu_{e0} = 0,00152099322 (10) (0,067 \cdot 10^{-4} \%),$$

$$e/K_0 = 2,9979256 (12) (0,4 \cdot 10^{-4} \%),$$

$$R_{\infty} = 1,09737312 (22) (0,2 \cdot 10^{-4} \%).$$

Значение $K_0 = \frac{\Omega_{\text{МЕМВ}}}{\Omega_{\text{абс}}}$ вычислено из эксперимента Томсона в НСЛ по определению K_0 при помощи расчетного конденсатора [14]. Значения K_A , полученные из формулы (24), приведены в табл. 6. Среднее взвешенное значение

Таблица 6

Вычисление коэффициента перехода K_A по постоянной тонкой структуре

Значение α^{-1}	Значение K_A	Средняя квадратическая погрешность, 10^{-4} %
137,03647 (58)	0,9999969 (47)	4,7
137,03631 (22)	0,9999980 (27)	2,7
137,03581 (51)	1,0000017 (43)	4,3
137,03563 (22)	1,0000080 (27)	2,7
137,03522 (28)	1,0000060 (35)	3,5

$K_A = 1,0000013 \pm 0,0000030$ отличается на $3,2 \cdot 10^{-8}$ от полученного по формуле (17). Это расхождение свидетельствует о наличии систематических погрешностей в определении γ_p' или α . Интенсивное развитие работ по определению α позволяет надеяться, что это расхождение будет в ближайшее время преодолено.

Определение коэффициента перехода K_A при помощи постоянной Фарадея

Трудности, связанные с измерением эффективной ширины рамки и взвешиванием силы взаимодействия магнитной индукции B с током, могут быть преодолены, если воспользоваться значением постоянной Фарадея:

$$F_{\text{МЕМВ}} = \frac{A \cdot I_{\text{МЕМВ}} \cdot t}{m}, \quad (25)$$

где m — масса вещества, участвующего в электрохимической реакции; $I_{\text{МЕМВ}}$ — постоянный ток, протекающий через электролит; A — электрохимический эквивалент вещества, участвующего в реакции; t — время прохождения тока.

Подставляя $K_A = \frac{I_{\text{абс}}}{I_{\text{МЕМВ}}}$ в (25), получим

$$I_{\text{МЕМВ}} = FK_A^{-1} \quad (26)$$

где F — абсолютное значение постоянной Фарадея. Используя соотношение

$$\tau_p' = \frac{(\mu_p' / \mu_{pp}) F}{M_p} \quad (27)$$

и подставляя в (27) выражения (14) и (26), получим

$$(\gamma_p')_{\text{МЕМВ}}^{\text{сильн}} = \frac{(\mu_p' / \mu_{pp}) F_{\text{МЕМВ}}}{M_p} \quad (28)$$

где μ_p' / μ_{pp} — отношение магнитного момента протона к ядерному магнетону; M_p — атомная масса протона.

Подставляя (28) в (17), будем иметь

$$K_A^2 = \frac{M_p (\gamma_p')_{\text{МЕМВ}}^{\text{сильн}}}{\mu_p' / \mu_{pp} F_{\text{МЕМВ}}} \quad (29)$$

Используя результаты измерения Смита [15]

$$M_p = 1,007\,276\,451 \quad (6) \quad (0,006 \cdot 10^{-4} \%),$$

Мамырина, Аруева и Алексеенко [16]

$$\mu_p' / \mu_{pp} = 2,792\,774\,5 \quad (12) \quad (0,43 \cdot 10^{-4} \%),$$

можно получить K_A .

Измерение Мамырина и других показало, что результат эксперимента по определению постоянной Фарадея при помощи серебряного кулонометра, проведенного Крейгом и др. [17]

$$F = (9,648\,673 \pm 0,0000) \cdot 10^{-7} A_{\text{МЕМВ}} \text{ с/кмоль} \quad (5,8 \cdot 10^{-4} \%)$$

завышен примерно на $(20-30) \cdot 10^{-4} \%$; это в три раза больше средней квадратической погрешности, оцененной авторами. Для выяснения источников возможных систематических погрешностей Бовер (НБС) и Хорсфилд (НФЛ) произвели новое измерение постоянной Фарадея, используя водный кулонометр. Авторы надеются получить значение постоянной Фарадея с погрешностью не хуже, чем $5 \cdot 10^{-4} \%$.

Определение коэффициента K_A при помощи числа Авогадро

Воспользовавшись выражениями

$$F = Ne, \quad (30)$$

$$e = \frac{\alpha}{(\nu_0 c^2 / 4\pi) (2\pi/c) e / h} \quad (31)$$

и подставив (30) и (31) в (29), получим

$$K_A^2 = \frac{M_p (\nu_0/4) (e/K_0) (2e/h)_{\text{МБМВ}} (\gamma_p')_{\text{МБМВ}}^{\text{ст}}}{\nu_p' / \nu_p} \frac{1}{N\alpha} \quad (32)$$

Воспользовавшись выражением (23) для исключения $(\gamma_p')_{\text{МБМВ}}^{\text{ст}}$ получим

$$K_A^2 = M_p (1/4R_\infty) (\nu_0/4) (m_e/m_p) (e/K_0)^2 (2e/h)_{\text{МБМВ}}^2 \frac{\alpha}{N}. \quad (33)$$

В последнем выражении для определения K_A не требуется знание значения гиромангнитного отношения протона, а следовательно, полученное значение K_A не имеет погрешностей, связанных с определением геометрии соленоида, катушек или рамки.

Если из выражения (32) исключить значение постоянной тонкой структуры α , то

$$K_A^4 = \frac{M_p^2 (\nu_0/4)^2 (1/4R_\infty) (\nu_p' / \nu_p) (e/K_0)^2 (2e/h)_{\text{МБМВ}} (\gamma_p')_{\text{МБМВ}}^{\text{ст}}}{(\nu_p' / \nu_p)^2 N^2} \quad (34)$$

Или, используя соотношение

$$(\gamma_p')_{\text{МБМВ}}^{\text{ст}} = K_A^2 (\gamma_p')_{\text{МБМВ}}^{\text{сл}}.$$

получим

$$K_A^2 = \frac{M_p^2 (\nu_0/4)^2 (1/4R_\infty) (\nu_p' / \nu_p) (e/K_0)^2 (2e/h)_{\text{МБМВ}}^2 (\gamma_p')_{\text{МБМВ}}^{\text{сл}}}{(\nu_p' / \nu_p) N^2}.$$

В этих выражениях значение коэффициента перехода K_A не зависит от постоянной тонкой структуры α , а следовательно, и от теоретических зависимостей, вычисленных в рамках квантовой электродинамики.

Для использования этих формул необходимо знать точное значение числа Авогадро. В настоящее время число Авогадро не измеряется непосредственно, а вычисляется с помощью числа Зигбана—Авогадро $N\Lambda^3$ и значения коэффициента перехода Зигбана Λ . Коэффициент перехода Λ есть отношение длины волны характеристического рентгеновского излучения, выраженной в ангстремах, к длине волны этого излучения, выраженной в X-единицах. X-единица была введена в 1919 г. М. Зигбаном для сравнения волн рентгеновского излучения между собой. Первоначально X-единица была определена как $1/3029,040$ часть решетки кристалла кальцита, которому было приписано значение $d_1 = 3029,040$ X-единиц. Впоследствии обнаружилось, что различные образцы кальцитов имеют неодинаковые постоянные решетки из-за примесей и физических дефектов, и поэтому при измерении длин волн рентгеновских лучей на различных кристаллах оказались большие расхождения. Поэтому определение X-единицы было изменено и она стала воспроизводиться по длине волн $K\alpha_1$ излучения молибдена и меди, которым были приписаны значения:

$$\lambda(\text{Mo } K\alpha_1) = 707,831 \text{ X-ед.};$$

$$\lambda(\text{Cu } K\alpha_1) = 1537,400 \text{ X-ед.}$$

Из работ Бирдена [18] по составлению таблицы длин волн рентгеновского излучения стало ясно, что эти два определения X-единицы несовместимы друг с другом в пределах $20 \cdot 10^{-4}\%$, и поэтому им было предложено новое определение Å^* -ед. на основе $K\alpha_1$ линии вольфрама, которой было приписано значение $\lambda(WK\alpha_1) = 0,2090100 \text{ Å}^*$, причем новая единица Å^* была выбрана по возможности ближе к ангстрему. Помимо первичного эталона Å^* -единицы Бирден путем тщательных измерений установил пять вторичных эталонных длин волн в различных диапазонах рентгеновского спектра. Погрешности воспроизведения вторичных эталонных длин волн по оценке Бирдена находились в пределах $(1-5) \cdot 10^{-4}\%$ и ограничивались в основном большой шириной этих линий и сложностью их профиля.

За последнее время Бирден [19] обнаружил, что во всех его измерениях была некорректно введена поправка на коэффициент преломления при сравнении длин волн и длины вторичных эталонных длин волн были занижена на $(2-10) \cdot 10^{-4}\%$.

В настоящее время существует много данных по определению $\frac{h}{e} \cdot \frac{h}{mc}$ в Å^2 , однако значения этих констант приведены относительно различных эталонных длин волн, т. е. в различных X-единицах и сравнение этих значений между собой затруднительно ввиду отсутствия точной таблицы длин волн рентгеновских лучей. Однако последние работы Бирдена по уточнению относительных длин волн рентгеновских лучей и Хеннича [20] по определению постоянной Зигбана при помощи плоской штрихованной решетки позволяют в скором времени получить совместную таблицу рентгеновских длин волн, а следовательно, и значение постоянной Зигбана — Авогадро. В настоящее время появилась возможность отказаться от Å^* -единицы для измерения длин волн в области рентгеновских лучей или постоянных решеток кристаллов и производить измерения в абсолютных единицах. Этому способствовало:

- 1) усовершенствование техники выращивания больших кристаллов с идеальной решеткой;
- 2) развитие дефектной спектроскопии, позволяющей отбирать кристаллы с идеальной решеткой;
- 3) создание единого оптико-рентгеновского интерферометра, позволяющего измерять постоянную решетки в длинах волн.

Работы Деллаттеса в НБС [21], Куртиса и др. в НФЛ [22] и Бонзе и др. в ПТБ [23] показали возможность измерения значения постоянной решетки кристалла в абсолютных единицах с погрешностью значительно меньшей $1 \cdot 10^{-4}\%$. Это позволяет с такой же погрешностью вычислять и абсолютные значения длин волн рентгеновских лучей. Одновременное измерение постоянной решетки, плотности кристалла и его молекулярного веса дает значение числа Авогадро с погрешностью порядка $1 \cdot 10^{-4}\%$.

В данной статье коротко рассмотрены существующие методы определения коэффициента перехода K_A и перспективы дальнейшего повышения точности его значения на основе использования фундаментальных констант физики и химии. Из приведенного анализа следует, что повышение точности воспроизведения ампера может быть достигнуто только на основе уточнения фундаментальных констант, которое может быть получено путем повышения точности экспериментов и последующей обработкой значений методом наименьших квадратов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бурдуи Г. Д. Единицы физических величин. Стандарттиз, 1967, 317 с.
2. Горбачевич С. В., Мюллер В. В., Лукьянов П. Н. Токовые веса и установление значения эталона вольта. Тр. ВНИИМ, 1967, вып. 31 (81).
3. Driscoll R. L., Cufkovsky R. D., Measurement of current with the Standards current balance. — «Journal Research NBS», 1958, № 4, pp. 291—306.

4. **Vigourelux P.** A Determination of the gyromagnetic ratio of the Proton. — «Metrologia», 1965, v. 1, № 1, pp. 20—28.
5. **Taylor B. N., Parker W. H., Langenberg D. N.** Determination of e/h Using Macroscopic Quantum Phase Coherence in Superconductors; Implications for Quantum Electrodynamics and the Fundamental Physical Constants. — «Rev. Mod. Phys.», 1969, v. 41, pp. 375—496.
6. **Горбачевич С. В., Мазуревская Т. Н., Спектор С. А., Студенцов Н. В.** К воспроизведению абсолютного ампера через частоту прецессии протонов. Тр. ВНИИМ, 1971, вып. 113 (173), с. 5—7.
7. **Студенцов Н. В.** Роль точных измерений в метрологии. Тр. ВНИИМ, 1971, вып. 120 (180), с. 21—24.
8. **Schlesck W.** About Measurements of Absolute Ampere by NMR. — «Metrologia», 1968, v. 4, № 3, pp. 131—135.
9. **Ягола Г. К., Зингерман В. П., Селетый В. Н.** Определение точного значения гиромагнитного отношения протона в сильных магнитных полях. «Измерительная техника», 1966, № 7.
10. **Kibble B. P., Hunt G. J.** The Gyromagnetic Ratio of the Proton Measured in a High Magnetic Field. «Proc. Int. Conf. of Precision Measurement and Fundamental Constants», 1970, Gaithersburg, pp. 131—135.
11. **Captuller H.** Electron S' value in the Ground State of Deuterium. — «Z. Instrumentenkunde», 1961, v. 69, 183 p.
12. **Finnegan T. F., Denenstein A., Langenberg D. N.** Macroscopic Quantum Phase Coherence in Superconductors. — «Phys. Rev.», 1971, B, v. 4, № 5, pp. 1487—1522.
13. **Горбачевич С. В., Холли В. М., Носаль В. Н.** Определение магнитных моментов электрона, протона и мюона. — «Измерительная техника», 1972, № 1, с. 14—20.
14. **Thompson A. M.** «Metrologia», 1968, v. 4, № 1, pp. 1—7.
15. **Smith L. C.** Measurement of Six Light Masses. — «Phys. Rev.», 1971, S, v. 1, № 1, pp. 22—28.
16. **Мамырин Б. А., Аруен Н. Н., Алексеев С. А.** Измерение магнитного момента протона в ядерных магнетонах с относительной погрешностью 4,3 · 10⁻⁵%. Препринт ФТИ АН СССР, Ленинград, 1971.
17. **Crage D. N., Hofman J. I., Law C. A., Hamer W.** Determination of the value of the Faraday with a Silver—Perchloric Acid Coulometer. — «Journal of Research NBS», 1960, v. 64, № 5, 381st p.
18. **Bearden J. A.** X-ray Wavelength. — «Rev. Mod. Phys.», 1967, v. 39, № 1.
19. **Bearden J. A.** Problems in Relative and Absolute Measurements of X-ray Wavelength. — «Proc. Int. Conf. on PM and FC», 1970, Gaithersburg, pp. 251—254.
20. **Henins A.** Ruled Grating Measurements of the AlK_{1,2} Wavelength. — «Proc. Int. Conf. on PM and FC», 1970, Gaithersburg, pp. 255—258.
21. **Deslattes R. D.** Optical Interferometry of 220 Repeat Distance in a Silicon Crystal. — «Proc. Int. Conf. on PM and FC2», 1970, Gaithersburg, pp. 279—283.
22. **Curtis I., Morgan I., Hart M., Milne A. D.** A New Determination of Avogadro's Number. — «Proc. Int. Conf. on PM and FC», 1970, Gaithersburg, pp. 285—289.
23. **Bonse V., E. te Kaat.** Precision Lattice Parameter Measurement by X-ray Interferometry. — «Proc. Int. Conf. on PM and FC», 1970, Gaithersburg, pp. 291—295.

Поступила в редакцию
10/Х 1972 г.

УТОЧНЕНИЕ МЕТОДИКИ РАСЧЕТА, ИНДУЦИРОВАННОЙ
ВОЛЬТ-АМПЕРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ УЗЛА ДЖОЗЕФСОНА

В последние годы с помощью эффекта Джозефсона было выполнено ряд работ [1—3] по точному измерению кванта магнитного потока — отношения постоянной Планка к удвоенному заряду электрона $\left(\frac{h}{2e}\right)$.

В связи с большой ролью, которую играют результаты этих измерений в согласовании физических констант [4], а также возможностью создания

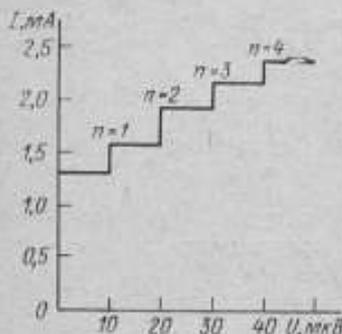


Рис. 1.

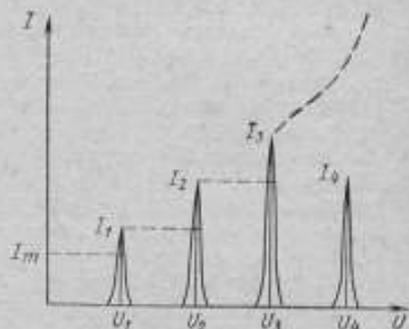


Рис. 2.

естественного эталона вольты на основе эффекта Джозефсона [5], в СССР и за рубежом ведутся работы по дальнейшему повышению точности этих экспериментов.

В основе метода измерения $\frac{h}{2e}$ лежит использование ступенчатого вида вольт-амперной характеристики узла Джозефсона, помещенного во внешнее электромагнитное поле с известной частотой (рис. 1). Напряжение n -й ступени связано с частотой облучения соотношением

$$2eU_n = nh\nu, \quad (1)$$

где h — постоянная Планка; e — заряд электрона; U_n — напряжение n -й ступени; $\nu = \frac{\omega}{2\pi}$ — частота облучения; $n=1, 2, 3, \dots$

Наличие на вольт-амперной характеристике туннельного узла особенностей при приложении к нему высокочастотного напряжения предсказал Б. Д. Джозефсон [6]. Впоследствии С. Шапиро [7] развил это положение и использовал его объяснения ступенчатого характера вольт-амперной характеристики в эксперименте. В соответствии с этой теорией пусть к туннельному узлу приложено напряжение

$$U = U_0 + U_m \cos(\omega t + \phi), \quad (2)$$

где U_0 — постоянное напряжение; U_m — амплитуда переменного напряжения.

Это вызовет частотную модуляцию тока, протекающего через узел

$$j = j_m \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n \left(\frac{2eU_m}{\hbar v} \right) \sin [\omega_0 t + \varphi_0 + n(\omega t + \theta)], \quad (3)$$

где j — плотность тока; J_n — функция Бесселя 1-го рода n -го порядка; j_m — амплитуда плотности тока; U_m — амплитуда переменного напряжения на узле; φ_0 — начальная фаза; θ — фаза облучения; $\omega_0 = 2\pi\nu_0 = \frac{4\pi e}{\hbar} U_0$.

На основании выражения (3) можно сделать вывод о появлении в спектре тока постоянной составляющей всякий раз, когда выполняется соотношение

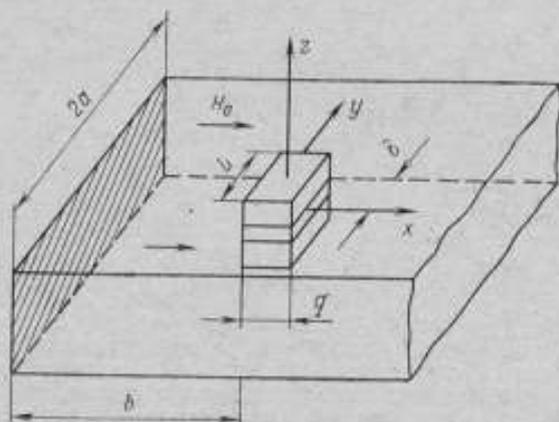


Рис. 3.

$\omega_0 = n\nu_0$, т. е. при $U_n = n \frac{\hbar}{2e} \nu_0$. При этом вольт-амперная характеристика

узла должна иметь вид, изображенный на рис. 2 (сплошная линия). На рис. 2 изображены теоретическая (сплошная линия) и экспериментальная характеристики узла (пунктирная линия). Их отличие связано с тем, что в эксперименте независимой переменной обычно является не напряжение на узле, а ток через него.

Недостаток этой теории — невозможность учесть влияние постоянного магнитного поля и оценить пространственное распределение плотности тока Джозефсона. По всей вероятности эти недостатки обусловлены точечным рассмотрением узла. Это подтверждается как тем, что наилучшее количественное совпадение с экспериментом получается для узлов малой площади [8], так и наблюдающейся сильной зависимостью высоты ступени от небольших магнитных полей [9].

С целью устранения этих недостатков автором настоящей работы был применен другой метод расчета вольт-амперных характеристик узлов Джозефсона, основанный на решении неоднородного волнового уравнения.

Рассмотрим узел Джозефсона, помещенный в прямоугольный волновод с полем H_0 , на расстоянии b от короткозамыкающего плунжера (рис. 3). Пусть, кроме того, на узел действует постоянное магнитное поле с напряженностью H_0 , вектор которой лежит в плоскости перехода и направлен вдоль

оси волновода. Электродинамические процессы внутри этого узла описываются:

уравнениями Джозефсона

$$\begin{aligned} j &= j_m \sin \varphi; \\ \frac{\partial \varphi}{\partial t} &= \frac{4\pi e}{h} U; \\ \nabla \varphi &= \frac{4\pi e d}{h} [\mathbf{H}, \mathbf{n}]; \end{aligned} \quad (4)$$

уравнениями Максвелла

$$\begin{aligned} [\nabla, \mathbf{E}] &= -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}; \\ [\nabla, \mathbf{H}] &= \mathbf{j} + \varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}; \\ (\nabla, \mathbf{E}) &= 0; \\ (\nabla, \mathbf{H}) &= 0, \end{aligned} \quad (5)$$

где \mathbf{E} , \mathbf{H} — напряженности электрического и магнитного полей; $\nabla = \mathbf{i} \frac{\partial}{\partial x} + \mathbf{j} \frac{\partial}{\partial y} + \mathbf{k} \frac{\partial}{\partial z}$ — оператор Гамильтона; \mathbf{i} , \mathbf{j} , \mathbf{k} — орты, направленные по осям x , y , z .

Совокупность уравнений Максвелла — Джозефсона представляет собой систему из семи уравнений относительно четырех неизвестных (\mathbf{H} , \mathbf{E} или $U = \mathbf{E} \cdot \mathbf{j}$; φ), однако из уравнений Максвелла лишь одно (второе) добавляет новую зависимость между этими переменными к уравнениям Джозефсона. Комбинируя эти уравнения, получим неоднородное волновое уравнение относительно разности фаз волновых функций

$$\square \varphi = \frac{1}{\lambda_j^2} \sin \varphi, \quad (6)$$

где $\square = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}$ — оператор Даламбера; $\lambda_j = \{h/4\pi j_m e \mu_0\} \times (\lambda_1 + \lambda_2)^{1/2}$; c — скорость распространения в узле электромагнитных волн.

Решение уравнения (6) для случая собственного излучения узла Джозефсона [10] позволило получить теоретические результаты, хорошо объясняющие данные экспериментов. В связи с тем, что общего решения неоднородного волнового уравнения с нелинейной функцией неизвестной в правой части не существует, это уравнение обычно решается приближенными методами. В работе [11] производился расчет вольт-амперных характеристик узлов Джозефсона с помощью ЭЦВМ, однако результаты с трудом поддаются интерпретации. Кроме того, ценность таких расчетов снижается тем, что они не дают аналитических выражений, пригодных для анализа влияния внешних параметров.

В данной работе было решено уравнение (6) методом последовательных приближений, дающим ряд решений $\varphi^{(0)}$, $\varphi^{(1)}$, ..., $\varphi^{(n)}$, ..., причем для достаточно больших n $|\varphi^{(n)} - \varphi^{(n-1)}| < \varepsilon$, где ε сколь угодно малая величина. При выборе решения нулевого приближения, от которого зависит сходимость ряда последовательных приближений, считалось, что напряжение на узле имеет тот же вид (2), что и в модели Шаниро. Можно вычислить значение U_n приняв:

1) размеры узла Джозефсона малы по сравнению с длиной волны внешнего облучения, и поэтому он не вносит возмущений в поле волновода;

2) значения электрического и магнитного полей внешнего облучения одинаковы в любой точке узла;

3) распределение электромагнитного поля по оси волновода имеет вид чисто стоячей волны.

В результате этих предположений получаем

$$U_m = E_m t \sin\left(\frac{2\pi b}{\lambda}\right) \cos \frac{\pi \delta}{2a}, \quad (7)$$

где E_m — амплитуда напряженности электрического поля в волноводе; λ — длина волны внешнего облучения (в волноводе); a, b, δ — размеры согласно рис. 3.

Выражение для фазы в нулевом приближении может быть получено интегрированием по времени (2)

$$\varphi = \frac{4\pi l}{h} \int_0^t U dt = \varphi(y) + \omega_0 t + \frac{2lU_m}{hv} \sin(\omega t + \theta), \quad (8)$$

Вид функции $\varphi(y)$ выберем таким, чтобы без учета воздействия внешнего поля фаза имела бы вид плоской волны $\varphi_0 + \omega_0 t + ky$, удовлетворяющей однородному волновому уравнению

$$\square \varphi = 0. \quad (9)$$

В результате получаем выражение для фазы в нулевом приближении

$$\varphi^{(0)} = \varphi_0 + \omega_0 t + ky + \frac{2lU_m}{hv} \sin(\omega t + \theta), \quad (10)$$

где $k = \frac{4\pi l(\lambda_1 + \lambda_2) H_0 g_0}{h}$.

После подстановки (10) в правую часть (6) получаем уравнение для нахождения решения первого приближения

$$\square \varphi^{(1)} = \frac{1}{\lambda_j^2} \sin\left\{\varphi_0 + ky + \omega_0 t + \frac{2lU_m}{hv} \cos(\omega t + \theta)\right\}. \quad (11)$$

Разлагая правую часть уравнения в ряд по функции Бесселя, можно записать

$$\square \varphi^{(1)} = \frac{1}{\lambda_j^2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n\left(\frac{U_m}{v} \frac{2l}{h}\right) \sin[\varphi_0 + ky + n\theta + (\omega_0 + n\omega)t]. \quad (12)$$

Решение этого уравнения имеет вид

$$\varphi^{(1)} = \frac{c}{\lambda_j^2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \text{Im} \left\{ J_n(A) \frac{e^{i[\varphi_0 + ky + n\theta + (\omega_0 + n\omega)t]}}{(\omega_0 + n\omega)^2 - c^2 k^2} \right\}, \quad (13)$$

где Im — мнимая часть;

$$A = \frac{U_m}{v} \frac{2e}{h}$$

Появление бесконечных резонансов в решении при $(\omega_0 + n\omega) = c k$ объясняется тем, что при составлении уравнения (6) не учитывались процессы, связанные с потерями энергии. Ясно, что следует учитывать потери энергии лишь для собственных колебаний в узле Джозефсона с частотой ω_0 , возникающих под действием постоянного напряжения U_0 . Для этого можно ввести в знаменатель выражения (13) член $i\omega_0 \gamma$ подобно тому, как это делается

в теории полых резонаторов. В результате решение первого приближения принимает вид

$$\begin{aligned} \varphi^{(1)} &= \frac{\bar{c}}{\lambda j^2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \operatorname{Im} \left\{ J_n(A) \frac{e^{i[\varphi_0 + ky + n\theta + (\omega_0 + n\omega)t]}}{(\omega_0 + n\omega)^2 - \bar{c}^2 d^2 - i\omega\gamma} \right\} = \\ &= \frac{\bar{c}}{\lambda j^2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(A) \frac{[(\omega_0 + n\omega)^2 - \bar{c}^2 d^2] \sin[\varphi_0 + ky + n\theta + (\omega_0 + n\omega)t] + \dots}{[(\omega_0 + n\omega)^2 - \bar{c}^2 d^2]^2 + \omega_0^2 \gamma^2} \dots \\ &= \frac{\bar{c}}{\lambda j^2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(A) \frac{\dots + \omega_0 \gamma \cos[\varphi_0 + n\theta + ky + (\omega_0 + n\omega)t]}{[(\omega_0 + n\omega)^2 - \bar{c}^2 d^2]^2 + \omega_0^2 \gamma^2} \dots \end{aligned} \quad (14)$$

где $l = \sqrt{-1}$; $j = \frac{\omega_0}{Q}$ — коэффициент, характеризующий затухание джоузефсоновского тока; Q — добротность полосткового резонатора, образованного узлом Джозефсона.

Для нахождения плотности постоянного тока, протекающего через узел, подставим (14) в первое уравнение Джозефсона (4) и усредним полученное выражение по времени

$$j_{\text{пост}} = \overline{j_m \sin \varphi} \approx \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T j_m \sin \varphi^{(1)} dt, \quad (15)$$

При выполнении указанных операций произведем следующие упрощения. Очевидно, при усреднении по времени ненулевой вклад дадут только члены аргументы которых удовлетворяют соотношению $\omega_0 + n\omega = 0$. А так как ω_0 , ω , n величины вещественные и положительные, то можно ограничиться половиной бесконечного ряда для $-\infty < n < 0$. Кроме того, при значении индукции постоянного магнитного поля 10^{-4} Т и не слишком высокой добротности полосткового резонатора ($Q = 10 \div 20$) можно пренебречь первым членом в числителе выражения (14). Учитывая, что при каждом значении ω_0 удовлетворяющем соотношению $\omega_0 = -n\omega$, в ряде (14) остается только один член, оценим величину

$$\left| \varphi^{(1)} \right|_{\omega_0 = -n\omega} = \frac{\bar{c}}{\lambda j^2} J_n(A) \omega_0 \gamma < \frac{J_n(A) \bar{c}^2}{\lambda j^2 \omega_0 \gamma} \quad (16)$$

Подставляя в (16) значения $|J_n(A)| < 1$; $\lambda_j \sim 10^{-3}$ м; $B \sim 10^{-4}$ Т; $\omega_0 = -n\omega \approx 2\pi \cdot 10^{10} \frac{1}{c}$, получим

$$\left| \varphi^{(1)} \right|_{\omega_0 = -n\omega} < 1. \quad (17)$$

Пользуясь этой оценкой, можно разложить $\sin \varphi^{(1)}$ в степенной ряд и в окрестности $\omega_0 = -n\omega$ ограничиться первым членом разложения. В результате упрощений

$$\begin{aligned} j_{\text{пост}} &\approx \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T j_m \sin \varphi^{(1)} dt = \\ &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T \left\{ j_m \frac{\bar{c}^2}{\lambda j^2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(A) \frac{\omega_0 \gamma \cos[\varphi_0 + ky + n\theta + (\omega_0 + n\omega)t]}{[(\omega_0 + n\omega)^2 - \bar{c}^2 d^2]^2 + \omega_0^2 \gamma^2} \right\} dt = \\ &= j_m \frac{\bar{c}^2}{\lambda j^2} \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n J_n(A) \frac{\omega_0 \gamma \cos(\varphi_0 + ky + n\theta)}{[(\omega_0 - n\omega)^2 - \bar{c}^2 d^2]^2 + \omega_0^2 \gamma^2} \delta_{\omega_0 = -n\omega}. \end{aligned} \quad (18)$$

где $\delta_{m_0-n_0} = \begin{cases} 0 & m_0 \neq n_0 \\ 1 & m_0 = n_0 \end{cases}$ — символ Кронекера.

Сравнение выражений для плотности тока, получаемых при $\omega_0 = n\omega_0$ из (3) и (18), показывает, что они отличаются множителем $\frac{c^2 \omega_0 \gamma}{\lambda j^2 (c^2 k^2 + \omega_0^2 \gamma^2)} \approx 1$

и наличием зависимости от магнитного поля под знаком \cos . Это означает, что значение плотности постоянного тока, полученное в результате решения волнового уравнения, по порядку величины совпадает с приближением С. Шапиро в области магнитных полей $\sim 10^{-4}$ Т.

Полный постоянный ток через узел Джозефсона при резонансе находится в результате интегрирования (18) по площади узла

$$J_n = \int_{-q/2}^{q/2} \int_{-L/2}^{L/2} j_n \cos \epsilon dx dy = \\ = j_n (-1)^n J_n(A) \frac{2c^2 \omega_0 \gamma q}{k \lambda j^2 (c^2 k^2 + \omega_0^2 \gamma^2)} \sin \frac{kL}{2} \cos (\varphi_0 + n\theta). \quad (19)$$

Выражение (19) в отличие от (3) позволяет учесть конечные размеры узла Джозефсона и влияние внешнего магнитного поля, что имеет большое значение при выборе оптимальных условий эксперимента по точному измерению значения кванта магнитного потока.

ЛИТЕРАТУРА

1. Harris P. K., Towler H. A., Olsen P. T. Accurate Hamon-pair Potentiometer For Josephson Frequency-to-voltage Measurement, — «Metrologia», 1970, № 4, pp. 134—142.
2. Harvey I. K., Macfarlane J. C., and Frenkel R. B. Determination of $2e/h$ Based on the ac Josephson Effect, — «Phys. Rev. Letts.», 1970, v. 25, pp. 853—856.
3. Kose V., Melchert F., Fock H., Schrader H. J. Die Bestimmung von e/h mit Hilfe des Josephson-Effektes, PTB-Mitt., 1971, J. 81, ss. 8—10.
4. Тейлор Б., Паркер В., Лангенберг Д. Фундаментальные константы и квантовая электродинамика, «Атомиздат», 1972, с. 327.
5. Горбачевич С. В., Краснов К. А. Перспективы применения эффекта Джозефсона для воспроизведения и поддержания вольта, «Метрология», 1971, № 8, с. 10—28.
6. Josephson B. D. Coupled Superconductors, — «Rev. Mod. Phys.», 1964, v. 36, pp. 216—220.
7. Shapiro S., Janus A. R., Holly S. Effect of Microwaves on Josephson Current in Superconducting Tunneling, — «Rev. Mod. Phys.», 1964, v. 36, pp. 223—225.
8. Crimes C., Shapiro S. Millimeter-Wave Mixing with Josephson Junctions, — «Phys. Rev.», 1968, v. 169, pp. 397—406.
9. Hamilton C. A., and Shapiro S. RF-induced Effects in Superconducting Tunnel Junctions, — «Phys. Rev.», ser. B, 1970, v. 2, pp. 4494—4503.
10. Кулик И. О. Теория «ступеней» вольт-амперной характеристики туннельного тока Джозефсона. Письма ЖЭТФ, 1965, т. 2, с. 134—138.
11. Mc Cumber D. E. Effect of ac Impedance on dc Voltage-current Characteristics of Superconductor Weak-link Junctions, — «J. Appl. Phys.», 1968, v. 39, pp. 3113—3118.

Поступила в редакцию
10X 1972 г.

О ПОСТОЯННОЙ ТОНКОЙ СТРУКТУРЫ

Количественные выводы основных физических теорий в немалой мере связаны с той степенью точности, с которой известны значения тех или иных фундаментальных физических постоянных. К их числу, в частности, относятся скорость света в пустоте c , постоянная Планка h , заряд электрона e , постоянная тонкой структуры α и др.

Фундаментальные физические постоянные связаны между собой теоретическими зависимостями. Определяя экспериментально одни из них, можно вычислить значения других.

Постоянная тонкой структуры является одной из тех фундаментальных физических постоянных, которая играет важную роль при определении значений многих других фундаментальных постоянных. Она входит во многие уравнения квантовой электродинамики, описывающие взаимодействия элементарных частиц с электромагнитным полем (α — мера силы этих взаимодействий).

Расчет атомных систем основывается целиком на квантовой электродинамике и требует точности значения постоянной тонкой структуры. Это связано с тем, что в релятивистской квантовой теории проблема водородного атома может быть решена не приблизительно, а точно, так как система, состоящая из одного протона и электрона, особенно удобна для точных теоретических расчетов и для сравнения их с результатами эксперимента. Поэтому многочисленные данные исследований атома водорода отличаются высокой точностью.

Эксперименты, в основе которых лежат исследования тонкой структуры атома водорода, играют большую роль в теоретической и экспериментальной физике. Так, формула Дирака для уровней водородоподобных атомов долгое время считалась одной из немногих точных и окончательных физических результатов. Однако в результате исследования тонкой структуры водорода было обнаружено некоторое отклонение от этой формулы (сдвиг Лэмба).

Рассмотрим тонкую структуру спектральных линий в историческом аспекте и роль постоянной тонкой структуры в важнейших физических зависимостях.

Тонкая структура водородных уровней

По теории Бора, созданной в 1913 г., электрон может находиться только в некоторых дискретных стационарных состояниях. Решение задачи об атоме водорода в самом общем случае приводит к выражению для возможных значений энергии водородоподобных атомов

$$E_n = -\frac{z^2 hc R}{n^2} = \frac{2\pi^2 e^4 m z^2}{h^2 n^2}$$

или

$$E_n = -A z^2 \frac{1}{n^2},$$

где $A = \frac{2\pi^2 e^4 m}{h^2}$; z — атомный номер; h — постоянная Планка; n — главное квантовое число, которое может принимать значения 1, 2, 3, 4, ...

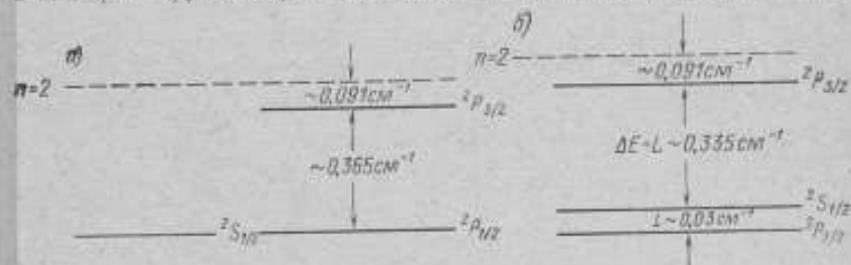
Численное значение $A = 13,6$ эВ.

Так как для водорода $z=1$, то из выражения (1) для энергии уровней атома водорода получим $E_n = -13,6 \frac{1}{n^2}$.

Согласно теории Бора, энергетические уровни с одинаковым n , но соответствующие движению электрона по орбитам с различной степенью эллиптичности совпадают по энергии и не имеют так называемой тонкой структуры (см. рисунок а — штрихован линии).

Впервые тонкая структура спектра атома водорода наблюдалась в 1887 г. Майкельсоном и Морли [1] при исследовании перехода из состояния $n=3$ в состояние $n=2$, который дает красную линию водорода H_{α} . Установлено, что эта линия является в действительности дублетом. Дальнейшие многочисленные исследования спектральных линий водорода и водородоподобных атомов [2] также подтвердила, что они не простые, а сложные (тонкая структура спектральных линий).

Объяснение тонкой структуры линий впервые было дано в 1916 г. Зоммерфельдом [3], исходя из релятивистской зависимости массы электрона от его скорости. Он использовал модель атома, предложенную Бором, рассматривая в ней, кроме круговых орбит электронов, еще эллиптические орбиты и пользо-



Тонкая структура уровней атома водорода с $n=2$ согласно теории Дирака и с учетом сдвига Лэмба L .

вался релятивистской механикой, позволяющей принять во внимание переменную массу электрона. Учет релятивистской зависимости массы электрона от его скорости приводит к зависимости энергии уровня от эксцентриситетов траектории электрона.

Если нарушается условие, при котором скорости электронов малы по сравнению со скоростью света, то необходимо вводить релятивистскую поправку. Это было использовано Зоммерфельдом для объяснения тонкой структуры водородных линий.

Два возможных типа движения электрона в атоме с малым атомным номером — одно по круговой, другое по эллиптической траектории, соответствующие главному квантовому числу $n=2$, различаются по энергиям на величину

$$\Delta E_2 = -\frac{e^2 z^4 z^2 R}{4hc} \quad (2)$$

где e — заряд электрона; c — скорость света в вакууме; $R = \frac{2\pi^2 e^4 m}{h^3 c}$ — постоянная Ридберга.

Для $z=1$ величина $\Delta E_2 = 0,365 \text{ см}^{-1}$.

С применением квантовой механики стало известно, что приближенный учет релятивистских эффектов дает расщепление в $8/3$ раз больше, чем уравнение (2).

Введение в теорию модели вращающегося электрона Гаудсмита—Юлейбека и Томаса, позволившее принять во внимание влияние спина и магнитного момента электрона, привело к величине расщепления тонкой структуры, которая совпала со значением Зоммерфельда (2). Вместо двух уровней теперь их было три ($2^2 P_{3/2}$, $2^2 P_{1/2}$ и $2^2 S_{1/2}$), как это показано на рисунке а. Согласно

этой теории, уровни $2^2S_{1/2}$ и $2^2P_{1/2}$ были вырождены, но вычисленные не были полностью свободны от неопределенности, поскольку при решении появлялось отношение 0/0. По теории Дирака (1928 г.), электрон обладает релятивистскими свойствами, спином и магнитным моментом и имеет ту же точную структуру, которая изображена на рисунке а.

Тонкая структура атома водорода и водородоподобных атомов может быть рассчитана с помощью релятивистского уравнения Дирака, так как оно дает естественное описание спина:

$$E = mc^2 \left[\left(1 + \frac{\left(\frac{2\pi e^2}{hc} z \right)^2}{\left[n - |K| + \left(K^2 - \left(\frac{2\pi e^2}{hc} z \right)^2 \right)^{1/2} \right]^2} \right)^{1/2} - 1 \right]$$

где $|K| = j + \frac{1}{2}$.

В результате решения этого уравнения и разложения в ряд по степеням $\left(z \frac{2\pi e^2}{hc} \right)^2$ в правой части, получим выражение для энергии уровней водородоподобных атомов (оставлены первые два члена):

$$E_{nj} = -E_n - \frac{A z^4}{n^3} \left(\frac{2\pi e^2}{hc} \right)^2 \left(\frac{1}{j + \frac{3}{2}} - \frac{3}{4n} \right) + \dots$$

или

$$E_{nj} = -A z^2 \frac{1}{n^2} - \frac{A z^4}{n^3} \left(\frac{2\pi e^2}{hc} \right)^2 \left(\frac{1}{j + \frac{3}{2}} - \frac{3}{4n} \right) + \dots \quad (3)$$

где $j = (l + S)$ — внутреннее квантовое число электроны; l и S — орбитальное и спиновое квантовые числа электроны.

В первый член выражения (3) входит величина $A = \frac{2\pi^2 m c^4}{h^2}$, которая пропорциональна энергии уровней. Второй член этого выражения представляет собой добавку, обуславливающую тонкое расщепление уровней.

В него входит квадрат величины $\left(\frac{2\pi e^2}{hc} \right)^2$, равный примерно 1/20000. Величина этого множителя определяет «тонкость» расщепления уровней, возникающего из-за спин-орбитального взаимодействия.

Наличие спина электроны приводит к тому, что энергия состояния с определенным моментом количества движения слегка меняется в зависимости от того, происходит ли спиновое вращение электроны в том же направлении, что и его движение по орбите, или в противоположном. Эта разность, так называемая «тонкая структура водородных уровней», рассчитываемая из уравнения Дирака, представляет особый интерес, так как она обнаруживает такие свойства электроны, которые обычно не наблюдаются. Помимо магнитных и релятивистских массовых эффектов, в эту структуру вносит вклад и спонтанное

рождение пар (дарвинов член), так как он того же порядка по $\left(z \frac{2\pi e^2}{hc} \right)^2$,

что и предыдущие эффекты.

Ранне разность (приблизительно $0,365 \text{ см}^{-1}$) обнаруживалась по различию двух близких линий в спектре водорода. Очевидно, для того чтобы измерить столь малое расстояние между линиями, необходимы тщательные спектроскопические измерения.

Так как появление тонкой структуры связано с прецессионным движением, то ее можно обнаружить по резонансному эффекту в достаточно коротких электромагнитных волнах.

Как следует из выражения (3), добавочный член зависит от l только через j , так что уровни с одинаковыми j , но разными l (например $3P_{3/2}$ и $3D_{3/2}$) совпадают, тогда как они должны были бы различаться по энергии.

Таким образом, согласно релятивистскому уравнению Дирака (3), уровень энергии электрона приобретает тонкую структуру и зависимость не только от главного квантового числа n , но и от полного момента электрона j , т. е. от суммы орбитального и спинного момента электрона.

Так как $j = l \pm \frac{1}{2}$, то $l = j \pm \frac{1}{2}$. Если взять $2S$ и $2P$ — уровни водорода, то первый из них имеет $l=0$, так что его полный момент равен спинному; в данном случае он равен $1/2$ (при обозначении термина l ставится в виде нижнего индекса), так что в $2S$ -состоянии может быть только $2^2S_{1/2}$ уровень. В $2P$ -состоянии возможно $j=3/2$ и $1/2$.

Расщепление уровней $2^2P_{1/2}$ и $2^2P_{3/2}$ дает величину тонкоструктурного смещения (ΔE), которое имеет порядок $\left(\frac{2\pi e^2}{hc}\right)^2 R$ и составляет около 10969 МГц. Уровень $2^2P_{1/2}$ имеет то же главное квантовое число 2 и тот же момент $j=1/2$, что и уровень $2^2S_{1/2}$, т. е. по теории Дирака они должны обладать одинаковой энергией (должны быть вырождены). Этот вывод относится к теории, учитывающей только отдельный электрон и кулоновское поле ядра, в котором он движется. Однако энергия $2^2S_{1/2}$ и $2^2P_{1/2}$ — состояний в атоме водорода не совпадает. С разработкой методов радиоспектроскопии удалось экспериментально подтвердить [4] (Лэмб и Резерфорд, 1947 г.), что выражение Дирака (3) не описывает слабого расщепления с одинаковыми j у водородоподобных атомов. Они обнаружили малые отклонения от формулы Зоммерфельда — Дирака. Оказалось, что $2P$ -уровни остаются прежними, а $2S$ -уровень немного смещается. Уровень $2^2S_{1/2}$ в водороде отличается от уровня $2^2P_{1/2}$ на $4 \cdot 10^{-6}$ эВ, что примерно составляет $0,03 \text{ см}^{-1}$. Это различие между уровнями $2^2S_{1/2}$ и $2^2P_{1/2}$ и представляет собой лэмбовский сдвиг (L) (см. рисунок б), который имеет порядок $\left(\frac{2\pi e^2}{hc}\right)^2 R$ и составляет для водорода около 1058 МГц.

Лэмбовский сдвиг объясняется взаимодействием электрона с флуктуациями электромагнитного поля (большая часть эффекта) и с электронно-позитронными парами (меньшая часть эффекта).

Попытка решить вопрос об эффектах, связанных со взаимодействием электрона с квантованным электромагнитным полем после обнаружения отклонений от теории Дирака принадлежит Бете [5].

Все усложнения, происходящие от взаимодействия электрона с собственным полем, носят характер очень малых поправок и требуют экспериментов высокой точности для их обнаружения. Это связано с тем, что величина собственной энергии атома определяется числом $\frac{2\pi e^2}{hc}$ (постоянной тонкой структуры), которое значительно меньше единицы.

Постоянная тонкой структуры

В выражении Дирака (3) для тонкой структуры входит множитель $\frac{2\pi e^2}{hc}$, который обозначают через α . Это и есть постоянная Зоммерфельда, которая впервые была введена Зоммерфельдом в 1916 г. при исследовании формулы, описывающей тонкую структуру спектральных линий. Поскольку она определяет тонкую структуру расщепившихся термов, ее обычно называют постоянной тонкой структуры.

В сильной формуле постоянной тонкой структуры $\left(\alpha = \frac{2\pi e^2}{hc}\right)$ находят отражение теория относительности, электронная теория и квантовая теория, каждая из которых характеризуется соответствующей фундаментальной постоянной.

Из анализа размерностей физических постоянных, входящих в формулу для постоянной тонкой структуры следует, что α является безразмерной величиной. Постоянная тонкой структуры является одной из физических постоянных, играющих важную роль при согласовании констант.

Как видно из выражения (3), электрические заряды часто входят в решение квантово-механических задач в виде комбинации $\frac{2\pi e^2}{hc} = \alpha$.

Теоретическое определение числового значения постоянной тонкой структуры интересует физиков с давних пор. Так, в 1929 г. Эддингтон [6] выдвинул предположение, что $1/\alpha$ должна быть целым числом, которое можно вычислить при помощи матриц Дирака. Им было получено число 136 или 137 (при других расчетах). Последнее получалось исходя из того, что $1/\alpha = 1/2 n^2 (n^2 + 1) + 1$ для $n=4$. Это значение лучше согласуется с экспериментальными данными Лэмба и др. [7].

Идея того, что $1/\alpha$ является целым числом, подтверждает позднейшие эксперименты, дающие число 137,03563 (22) [8].

Однако теория Эддингтона не смогла предсказать некоторых новых явлений, таких как существование различных типов мезонов, эффекта Лэмба-Резерфорда и др.

Постоянная тонкой структуры играет важную роль в большой области явлений, выходящих за пределы того специального вопроса, при изучении которого эта постоянная была открыта. Например, при оценке вероятности испускания света возбужденным атомом. Так, вероятность излучения w светового кванта $\frac{h\nu}{2\pi}$ за время, равное периоду обращения электрона в возбужденном атоме [9]

$$w \approx \frac{2\pi e^2}{hc^3} \nu^3 a^2$$

или

$$w \approx \alpha \left(\frac{\nu a}{c}\right)^2 \nu,$$

где α — постоянная тонкой структуры; ν — частота светового кванта; c — скорость света; a — радиус атома.

Если обозначить энергию атома через E , то радиус атома a приблизительно равен $\frac{c^2}{E}$ и $\nu a = \frac{2\pi e^2}{h} = v$, где v — скорость электрона в атоме.

Окончательно вероятность испускания светового кванта

$$w \approx \frac{1}{137} \left(\frac{v}{c}\right)^2 \nu.$$

Для электрона в атоме водорода и электронов примерно таких же энергий в других атомах отношение v/c приблизительно равно $1/137$, т. е. величины порядка α (это будет показано ниже). Следовательно, $w \approx \left(\frac{1}{137}\right)^3 \nu$.

Таким образом, электрон имеет только один шанс из $(137)^3$ испустить фотон за один оборот. Это указывает на то, что можно практически рассматривать электрон так, как если бы не существовало вообще вероятности испускания фотона. Это же число появляется снова при рассмотрении процесса о виртуальном поглощении и испускании фотонов, так что поправки на испускание и

поглощение также малы. При этом надо учитывать вероятность того, что электрон испустит второй фотон раньше, чем будет поглощен первый.

Поправки, вызванные одновременным присутствием двух или более фотонов, составляют не более 1% от однофотонных поправок. Численная величина отношения $\frac{hc}{e^2}$ порядка 860. Как известно 2π , деленное на эту величину,

фигурирует в квантовой теории водородного атома как постоянная тонкой структуры α . Это означает, что классическая теория не учитывает членов с множителем $\frac{hc}{e^2}$, которые весьма велики.

Иной подход к теории электрона был предложен Эйнштейном в 1928 г. и развит им и другими известными авторами, в том числе Шредингером (1943 г.).

Тот факт, что постоянная тонкой структуры $\alpha = \frac{2\pi e^2}{hc}$ так мала, облегчает решение многих вопросов в теории электрона.

Как известно, нерелятивистская квантовая механика изучает только такие движения, когда скорости частиц остаются малыми по сравнению со скоростью света. Погрешность ее результатов — порядка величины отношения скорости частиц к скорости света.

Для электрона, движущегося внутри легкого атома (с малым номером в таблице Менделеева), например внутри атома водорода, релятивистские поправки незначительны, так как его скорость много меньше скорости света. Это подтверждается следующими рассуждениями. Энергия связи электрона в основном состоянии атома водорода ($1^2S_{1/2}$)

$$\frac{2\pi^2 m e^4}{h^2}$$

Этой же величине равна и кинетическая энергия электрона. В то же время кинетическая энергия равна $\frac{mv^2}{2}$, а следовательно, средняя скорость $v = \frac{2\pi e^2}{h}$.

Сравним скорость электрона со скоростью света c , получаем

$$\frac{v}{c} = \frac{2\pi e^2}{hc} = \alpha.$$

Если исходить из боровской модели строения атома, то это выражение есть не что иное как отношение скорости электрона на первой орбите атома водорода к скорости света, равное величине постоянной тонкой структуры. Если подставить в него известные значения заряда электрона, скорости света и постоянной Планка, то получим число, равное примерно 1/137.

Таким образом, скорость электрона в атоме водорода составляет меньше одной сотой доли от скорости света. В этом случае релятивистские поправки очень малы. Чем тяжелее атом, тем больше заряд ядра, тем глубже потенциальная яма в окрестности ядра и тем быстрее движется электрон около ядра. Скорость электрона около ядра с зарядом z определяется отношением

$$v = \frac{2\pi z e^2}{h}$$

и для соответствующих релятивистских поправок у атома с номером z

$$\left(\frac{v}{c}\right) = \left(\frac{2\pi z e^2}{hc}\right) = (z\alpha).$$

У самых тяжелых элементов поправка достигает 0,36, так что структура не такая тонкая. В этом случае лучше использовать точное решение уравнения Дирака, чем приближенную поправку.

В 1947 г. Нафе, Нельсон и Раби [10], исследуя радиоспектроскопическими методами эффект Зеемана в водороде⁺ и дейтерии, обнаружили некоторые расхождения с теоретическими предсказаниями по теории Дирака.

Брейт [11, 12] эти расхождения объяснил тем, что магнитный момент электрона по величине приблизительно на $\frac{1}{2\pi} \mu_B$ больше боровского магнетона μ_B . Таким образом, в выражение магнитного момента электрона также входит постоянная тонкой структуры α .

Теоретическое объяснение природы этого добавочного магнитного момента и расчет его величины впервые было дано Швингером [13] на основе представлений о виртуальном испускании и поглощении фотонов.

Как известно, между элементарными частицами существует три типа взаимодействий: сильные, слабые и электромагнитные. Взаимодействия между нуклонами в ядрах — пример сильных взаимодействий. К слабым относятся взаимодействия мюонов с ядрами, нейтрино и антинейтрино с ядрами и др.

Электромагнитные взаимодействия происходят между частицами, имеющими электрические заряды. Например, кулоновское взаимодействие заряженных частиц, процессы рождения электронов и позитронов гамма-квантами и др.

Процессы при электромагнитных взаимодействиях протекают за время 10^{-20} — 10^{-18} с. Интенсивность этого взаимодействия и характеризуется постоянной тонкой структуры.

Заключение

Количественная оценка явления или процесса, равно как и количественная оценка физических закономерностей, требуют точного знания численного значения постоянных. Одним из основных путей повышения точности является вопрос о переходе на естественные эталоны. Этот переход непосредственно связан с уточнением некоторых фундаментальных физических постоянных, к которым принадлежит постоянная тонкой структуры α . В течение последних 20 лет ее значение играет важную роль при определении согласованных значений таких постоянных. Это объясняется ее ролью в теории атома и квантовой электродинамике, а также тем, что она входит во многие зависимости между физическими постоянными.

Так как многие постоянные связаны между собой определенными аналитическими зависимостями, то, определив экспериментально одну, можно вычислить по этим зависимостям другие постоянные.

Постоянную тонкой структуры следует уточнить, так как необходимый уровень точности и надежности ее экспериментального определения в настоящее время еще не достигнут.

Из всего сказанного ясно принципиальная важность постоянной тонкой структуры, которая определяет многие черты строения атома.

ЛИТЕРАТУРА

1. Michelson A. A. and Morley E. W. Measurement of speed of light. — «*Phil. Mag.*», 1887, v. 24, pp. 46—50.
2. Williams R. C. The fine structure of H and D under varying discharge conditions. — «*Phys. Rev.*», 1938, v. 54, pp. 558—567.
3. White H. E. Introduction to Atomic Spectra. «McGraw-Hill Book Company», Inc. New-York, 1934, p. 218.
4. Lamb Jr. W. E. and Retherford R. C. Fine Structure of the hydrogen atom by a microwave method. — «*Phys. Rev.*», 1947, v. 72, pp. 241—243.
5. Bethe H. A. The electromagnetic shift of energy levels. — «*Phys. Rev.*», v. 72, pp. 339—341.
6. Eddington A. S. The charge of an electron. Proceedings Roy. Soc., Series A, 1929, v. 122, pp. 358—369.

7. Dayhoff E. S., Triebwasser and Lamb W. E. Eine structure of the hydrogen atom. VI. — «Phys. Rev.», 1953, v. 89, pp. 106—115.

8. Vessot R. H., Peters, Vanier J., Bechler R. Fine structure constant from muonrun hyperfine structure. — «IEEE Trans. Instr. Measur», 1966, IM-15, pp. 165—169.

9. Crane T., Casperson D., Crane P., Egan P., Hynes V. W., Putlitz G. Zu., Stambauch R., Thompson P. A. — «Bull. Am. Phys. Soc.», 1971, v. 16, № 1, pp. 85—89.

10. Nafe J. E., Nelson E. B. and Rabi I. I. The hyperfine structure of atomic hydrogen and deuterium. — «Phys. Rev.», 1947, v. 71, pp. 914—915.

11. Breit G. Does the electron have an intrinsic magnetic moment. — «Phys. Rev.», 1948, v. 73, pp. 1410—1411.

12. Breit G. Some effects of the intrinsic magnetic moment of the electron. — «Phys. Rev.», 1948, v. 74, pp. 656—663.

13. Schwinger J. On quantum-Electrodynamics and the magnetic moment of the electron. — «Phys. Rev.», 1948, v. 73, pp. 416—417.

Поступила в редакцию
10/X 1972 г.

УДК 539.18.25

Е. К. Израйлов
ИННИМ

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОСТОЯННОЙ ТОНКОЙ СТРУКТУРЫ ИЗ ИНТЕРВАЛОВ ТОНКОСТРУКТУРНОГО РАСЩЕПЛЕНИЯ В ВОДОРОДЕ И ДЕУТЕРИИ

Постоянная тонкой структуры α является мерой интенсивности взаимодействия элементарных частиц с электромагнитным полем, которое описывает квантовая электродинамика.

Многие теоретические выражения, описывающие различные физические величины (например, интервалы тонкой структуры в атоме водорода и дейтерия), имеют вид математических соотношений, содержащих α . За последнее время произошли изменения в оценке значений фундаментальных констант α , в частности, постоянной тонкой структуры α . Этому способствовали работы по определению и уточнению α , основанные на новой измерительной аппаратуре, использующей радиочастотный метод и метод пересечения уровней. Радиочастотный метод применяется уже более двух десятилетий, однако он не претерпел существенных изменений и до сих пор является одним из основных при исследовании интервалов тонкой структуры.

Остановимся более подробно на радиочастотном методе измерения α и его особенностях, а также методе пересечения уровней, который в отечественной литературе не описан.

В настоящей статье дан краткий перечень экспериментальных работ по определению интервалов тонкой структуры в водороде и дейтерии, описываются указания выше методы определения α и некоторые особенности применяемой аппаратуры. Числовые значения интервалов тонкой структуры в водороде и дейтерии и значения постоянной тонкой структуры были уточнены В. М. Холцманом [1].

Эксперименты по определению интервалов тонкого расщепления в водороде и дейтерии

Опыты проводятся на атомах, находящихся в первом возбужденном состоянии ($n=2$), которое расщеплено на уровни $2^2P_{3/2}$, $2^2S_{1/2}$ и $2^2P_{1/2}$ тонкой структуры (рис. 1).

Расщепление уровней $2^2P_{3/2}$ и $2^2P_{1/2}$ дает величину тонкоструктурного интервала ΔE , зависящего главным образом от спин-орбитального взаимодействия моментов количества движения электрона, которое можно рассчитать с помощью теории Дирака и квантовоэлектродинамических поправок.

Интервал между уровнями $2^2S_{1/2}$ и $2^2P_{1/2}$ представляется собой сдвиг Лэмба L , который полностью объясняется квантовой электродинамикой, поскольку по теории Дирака эти уровни не различимы.

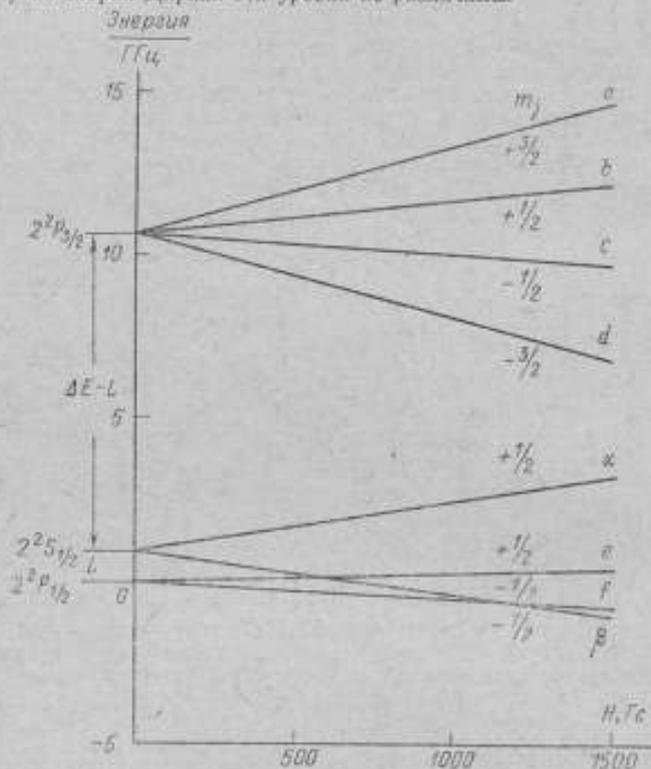


Рис. 1. Зеемановское расщепление уровней тонкой структуры водорода с $n=2$.

Определение постоянной тонкой структуры из интервалов тонкого расщепления в водороде и дейтерии требует знания величин этих интервалов в их связи с постоянной тонкой структурой. Ее можно определить из измерения одного из интервалов тонкой структуры $\Delta E = 2^2P_{3/2} - 2^2P_{1/2}$, $L = 2^2S_{1/2} - 2^2P_{1/2}$ или $\Delta E - L = 2^2S_{1/2} - 2^2P_{3/2}$, однако наиболее точное значение получается при вычислении из интервала тонкой структуры ΔE . Теоретическая формула для этого интервала в водороде и дейтерии дана в работе Тейлора [2]:

$$\Delta E = \frac{z^2 R_\infty (za)^3 c}{2n^3} \left\{ [1 + F_n(za)^2] \left[1 - \frac{m_e}{m_z} \right] + 2a_e \left[1 - 2 \left(\frac{m_e}{m_z} \right) \right] - G_n \frac{4\pi}{3z} (za)^2 \ln(za)^{-2} \right\}, \quad (1)$$

где z — атомный номер; R_∞ — постоянная Ридберга для бесконечной массы ядра; α — постоянная тонкой структуры; c — скорость света; n — главное квантовое число, $F = (7n^2 + 18n - 24)/16n^2$; $\frac{m_e}{m_z}$ — отношение массы электрона к массе ядра; $a_n = \frac{\alpha}{2z} - 0,328 \frac{\alpha^3}{z^3} + \dots$; $G_n = 1 - (1/n^2)$.

В 1969 г. Тэйлор и др. при согласовании констант исключили значения α , полученные из экспериментов по измерению интервалов тонкой структуры водорода и дейтерия ввиду значительного расхождения теоретического и экспериментального значения интервала Лэмба L .

Согласно вычислениям Апфельквиста и Бродского [3], обнаруживших ошибку в вычислениях Сото радиационной поправки четвертого порядка к уровням энергии водородоподобных атомов [4], теоретическое значение интервала Лэмба для водорода и дейтерия в $2^2 S_{1,2}$ -состоянии увеличивается по сравнению с данными Тэйлора и др. Новое теоретическое значение интервала Лэмба для водорода и дейтерия хорошо согласуется с экспериментом. В дальнейшем эти вычисления, подтвержденные в работах ряда авторов [5, 6, 7], показали, что экспериментальные значения интервалов тонкого расщепления в водороде и дейтерии можно использовать для точного вычисления α .

Хотя интервалы тонкой структуры водорода экспериментально определены многими авторами, однако до последнего времени только Миткалфом и др. [8] в 1968 г. было выполнено одно прямое измерение интервала тонкой структуры ΔE методом пересечения уровней $d(2^2 P_{3,2})$ и $e(2^2 P_{1,2})$ при индукции поля, равной приблизительно 0,35 Т (см. рис. 1):

$$\Delta E = 10569,127 (95) \text{ МГц} \quad (8,7 \times 10^{-6}).$$

Значения этого интервала можно также получить, если сложить значения интервалов Лэмба L и $\Delta E - L$ из измерений других экспериментов.

Первые точные измерения интервала Лэмба L в водороде были выполнены Триббассером Дейхофом и Лэмбом [9] в 1953 г. радиочастотным методом с использованием пучка атомов в $2^2 S_{1,2}$ -состоянии. Окончательное значение их результатов было получено после введения Робеско и Шин [10] поправки на распределение скоростей метастабильных атомов в пучке для αe - и αf -переходов:

$$L(\alpha e) = 1057,960 (95) \text{ МГц} \quad \text{и} \quad L(\alpha f) = 1057,758 (89) \text{ МГц}$$

Среднее взвешенное значение $L = 1057,859 (100) \text{ МГц} (95 \times 10^{-6})$.

В 1965 г. Робеско [11], а затем Робеско и Козенс [12] измерили этот интервал методом пересечения уровней и наблюдали переходы только между сверхтонкими компонентами. Их окончательный результат [10]: $L(\beta^- e^-) = 1057,93 (15) \text{ МГц}$ и $L(\beta^+ e^+) = 1057,88 (10) \text{ МГц}$.

Среднее взвешенное значение $L = 1057,896 (63) \text{ МГц} (60 \times 10^{-4})$ хорошо согласуется с новым теоретическим $L_{\text{теор}} = 1057,91 (5) \text{ МГц}$. Другой интервал тонкой структуры $\Delta E - L$ в водороде был измерен Робеско, Вильямс и Козенсом в пучке атомов методом пересечения уровней. В отличие от радиочастотного метода Лэмба, пучок метастабильных атомов создавался в сверхтонком состоянии β^- , что позволило уменьшить ширину линии, а траектория пучка, параллельная приложенному внешнему магнитному полю, уменьшила штарковское гашение метастабильного пучка, обусловленное движением атомов перпендикулярно к магнитному полю. Их предварительный результат дает значение $\Delta E - L = 9911 (4) \text{ МГц}$. Далее эксперименты по определению интервала $\Delta E - L$ были продолжены двумя группами исследователей. Первой группой (Козенс и Ворбюргер [13]) были проведены измерения четырех переходов ($\beta^- b^-$), ($\beta^+ b^+$), ($\beta^- d^-$) и ($\beta^+ d^+$), среднее взвешенное значение которых $\Delta E - L = 9911 (42) \text{ МГц} (4,3 \times 10^{-4})$.

Вторая группа (Шин, Вильямс, Робеско и Ребане [14]) выполнила такой же эксперимент радиочастотным методом, наблюдая электрические дипольные переходы при фиксированных частотах изменением магнитного поля, парал-

ледяного оси пучка. Среднее измеренное значение полученных ими результатов $\Delta E - L = 9911,250$ (52) МГц ($5,3 \times 10^{-6}$).

Эксперимент этой группы проводится с пучком в β^+ -состоянии (см. рис. 2) в более высоком магнитном поле.

Клауфман, Лэмб, Ли и Лезонталь [15] для измерения интервала $\Delta E - L$ применили новую методику, основанную на радиочастотном методе. Они получили метастабильные атомы, возбуждая в небольшой зоне взаимодействия молекулярный водород, и индуцировали в ней с помощью радиочастотного поля электрические дипольные переходы ($\alpha\alpha$) и ($\alpha\beta$) между энергетическими уровнями тонкой структуры.

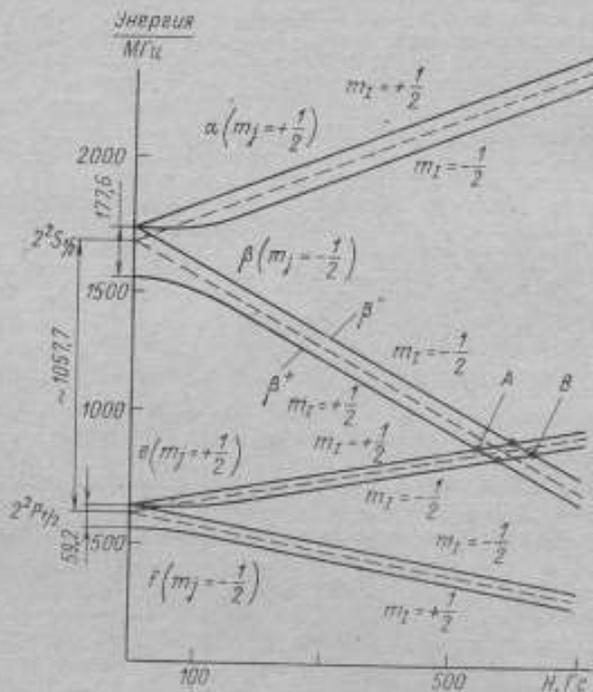


Рис. 2. Зеемановское расщепление $2^2S_{1/2}$ и $2^2P_{1/2}$ уровней сверхтонкой структуры атома водорода

Резонанс обнаруживался не по сигналу, вызванному вырыванием электронов из металлической мишени, а по изменению интенсивности лаймановского α -излучения водорода в момент перехода электронов из $2^2P_{1/2}$ -состояния в основное ($1^2S_{1/2}$).

Среднее измеренное значение их результатов

$$\Delta E - L = 9911,377$$
 (26) МГц ($2,6 \times 10^{-6}$)

Трибвассер и др. [9] при измерениях интервала L в дейтерии радиочастотным методом на $\alpha\alpha$ - и $\alpha\beta$ -переходах получили среднее значение $L = 1058,990$ (100) МГц ($9,5 \times 10^{-6}$), а при измерениях Козенса [16] этого интервала методом пересечения уровней $L = 1059,282$ (63) МГц ($6,0 \times 10^{-6}$).

Эти два измерения расходятся на 0,286 МГц. По последним вычислениям Эриксона с учетом влияния размера ядра дейтерия новое теоретическое значение интервала $L_{\text{теор}} = 1059,27$ (3) МГц. Это позволяет предположить, что

причиной расхождения являются систематические погрешности в эксперименте Трибвассера и др., так как новое значение интервала L практически совпадает с результатом Козенса.

В 1953 г. Дэйкоф, Трибвассер и Лэмб [17] измерили интервал $\Delta E-L$ для дейтерия радиочастотным методом на $1s-1s$ и $1s-2s$ -переходах. Калибровка магнитного поля в измерениях $1s-1s$ -перехода была проведена недостаточно точно, и поэтому Дюмонд и Кози [18] при согласованиях 1963 г. вычисляли постоянную тонкой структуры, используя только измерения $1s-2s$ -перехода. Согласованное значение постоянной тонкой структуры, полученное из интервала тонкой структуры ΔE с использованием этого перехода, составляло в 1963 г. $\alpha^{-1} = 137,0388$ (6).

Значение интервала $\Delta E-L$ и вычисленное из него значение α соответственно равны: $\Delta E-L = 9912,607$ (56) МГц и $\alpha^{-1} = 137,03691$ (53) ($3,9 \times 10^{-6}$). Комбинируя результаты измерений интервалов $\Delta E-L$ и L для водорода или дейтерия, можно получить значения интервалов ΔE .

Так как уравнение (1) связывает искомую постоянную тонкой структуры с экспериментально измеренным интервалом тонкой структуры ΔE и константами, определяемыми с большой точностью, то, подставляя в него значения ΔE и точно известные константы, получим значения α .

Все измерения в экспериментах производились на аппаратуре, использующей радиочастотный метод (опыт Лэмба и др.) и метод пересечения уровней (опыт Робеско). Ниже приведены методика определения α из интервалов тонкой структуры и описания принципиальных особенностей аппаратуры указанных выше методов измерения.

Радиочастотный метод определения постоянной тонкой структуры

Принципиальная схема устройства Лэмба показана на рис. 3. Расщепление тонкой структуры уровней атома водорода в магнитном поле с $n=2$ соответствует схеме уровней рис. 1.

Атом водорода в $2^2S_{1/2}$ -состоянии будет находиться длительное время, так как вероятность перехода в основное состояние ($1^2S_{1/2}$) очень мала; $2^2S_{1/2}$ -состояние является метастабильным. В лэмбовском эксперименте метастабильные атомы подвергаются воздействию электромагнитного высокочастотного поля в середине пролета, которое индуцирует переход к кратковременному $2P$ -состоянию (время жизни $1,6 \times 10^{-9}$ с). Атомы в $2P$ -состоянии быстро отдают свою энергию возбуждения в форме лаймановского α -излучения из-за большой вероятности перехода из этого состояния в основное и не достигают детектора. Эти соображения были использованы Лэмбом и др. для постановки эксперимента.

Атомарный пучок в основном состоянии получается путем тепловой диссоциации молекулярного водорода в вольфрамовой печи 1, нагреваемой переменным током до температуры 2500 К. Бомбардировка в пучке 2 пучка атомов в основном состоянии электронами с энергией несколько выше пороговой для возбуждения $\alpha(2^2S_{1/2})$ -состояния создает заметную заселенность атомов в метастабильном состоянии. Бомбардировка электронами происходит под прямым углом к пучку атомов в основном состоянии. Метастабильные атомы в противоположность невозбужденным при попадании на металлическую мишень 7 легко отдают свою энергию возбуждения, вырывая электроны из металла. Электронный ток измерялся чувствительным гальванометром 8.

При давлении водорода в вольфрамовой трубке порядка 10^{-6} атм и тока электронной бомбардировки порядка 300 мкА интенсивность пучка $2^2S_{1/2}$ составляет 10^{-14} А. В пространстве между пучком и детектором поддерживалось однородное магнитное поле с помощью электромагнита 9.

Если пучок метастабильных атомов в $2^2S_{1/2}$ -состоянии подвергнуть воздействию радиочастотного поля в резонаторе 4, которое вызывает переходы $2S-2P(2^2S_{1/2} \rightarrow 2^2P_{1/2})$ или $2^2S_{1/2} \rightarrow 2^2P_{3/2}$, то в этом случае атомы

практически мгновенно переходят в основное состояние, не успев достигнуть мишени (непосредственный переход $2^2P_{1/2} \rightarrow 2^2P_{3/2}$ запрещен правилом отбора для квантового числа $l: \Delta l = \pm 1$). В результате ток в гальванометре уменьшается и частота, при которой ток спадает до минимального значения, является резонансной, соответствующей определенному переходу. Резонатор представляет собой коаксиальную линию с отверстиями во внешнем проводнике для пропускания пучка. Молибденовая пластинка 3 приварена к центральному электроду 6 для увеличения эффективной длины области высокочастотного поля, и, следовательно, для уменьшения ширины резонансного пика. На две резонатора укреплен сасирующий коаксиальный электрод 5. При подаче на него напряжения порядка 125 В создается электрическое поле, вызывающее гашение пучка, которое обусловлено возникающим шарковским

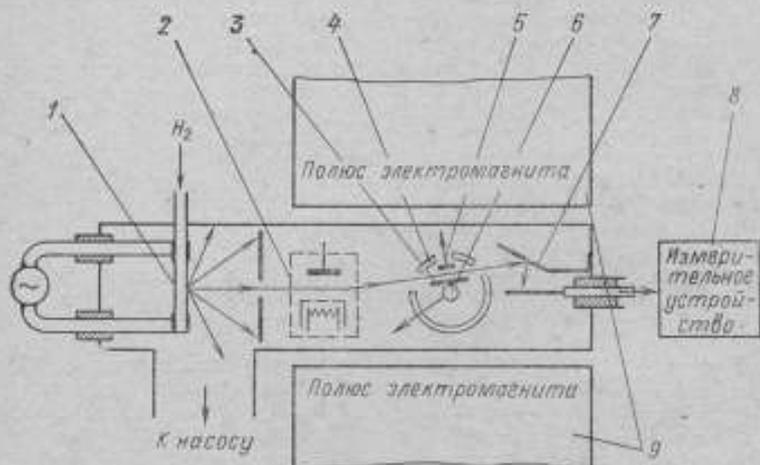


Рис. 3. Схема постановки опыта Лэмба

расщеплением. При этом происходит смешивание атомов в $2S$ - и $2P$ -состояниях, прежде чем они достигнут мишени. Это позволяет отделить ток, обусловленный метастабильными атомами, от сравнимого с ним фона, создаваемого рассеянными фотонами и положительными ионами, попадающими в основном из пучка.

Резонансные кривые получают путем изменения магнитного поля при поддержании постоянной частоты, так как трудно изменить частоту генератора от 3 до 11 ГГц без изменения амплитуды высокочастотного поля, что влияет на высоту резонансной кривой. При этом наблюдался эффект Зеемана данного перехода. Фиксированная радиочастота и развертка магнитным полем создает кривую гашения $2S$ -атомов с резонансом в той точке магнитного поля H_0 , где частота $2S-2P$ -расщепления равна частоте поля в резонаторе. Так как каждый уровень тонкой структуры на рис. 2 имеет два подуровня сверхтонкой структуры, связанные с ним, то кривая гашения усложняется сверхтонкой структурой. Фактически встречаются два резонанса для каждого из $2S-2P$ -переходов с $\Delta m_l = 0$.

Таким образом, резонансная кривая гашения $2S$ -атомов является наложением двух резонансов сверхтонкой структуры, расположенных несколько выше и ниже H_0 . Центр этого сложного резонанса с поправкой на сверхтонкую структуру и зеемановскую кривизну, дает $2S-2P$ -расщепление тонкой структуры, соответствующее H_0 . Экстраполяция к нулевому полю дает интервал тонкой структуры для рассматриваемых $2S-2P$ -состояний, который и под-

ставляется в конечном итоге для определения α в формулу (1). Частота, соответствующая этому интервалу в магнитном поле, измерялась обычными методами.

Чтобы получить ту точность, которую может дать эксперимент, была создана теория формы линий этих переходов. Благодаря этому частота перехода была измерена с точностью 0,1 МГц, что соответствует 1/1000 от ширины линии на высоте 1/2 максимума.

Для получения окончательного результата необходимо учитывать многочисленные теоретические и экспериментальные поправки. В их число входят поправки на асимметрию эффекта гашения, эффект Штарка, радиационные и нерелятивистские поправки на форму линии, влияние сверхтонкой структуры, а также поправки на затухание в эффекте Зеемана [9, 17, 19].

Метод пересечения уровней для определения постоянной тонкой структуры

Применяя метод пересечения уровней, Робиско измерил лэмбовский интервал тонкой структуры L для $n=2$ уровня атома водорода. Он использовал пучки метастабильных атомов в $\beta(2^2S_{1,2})$ -состоянии, находившиеся в магнитном поле.

При соответствующем значении магнитного поля $2S$ - и $2P$ -уровни пересекаются (см. рис. 2) и индуцируются переходы, которые гасят метастабильное состояние. Робиско наблюдал пересечение $\beta_B(2^2S_{1,2}; m_j = -\frac{1}{2})$ и $\epsilon_B(2^2P_{1,2}; m_j = \frac{1}{2}, m_l = -\frac{1}{2})$ уровней сверхтонкой структуры, т. е. точку B на рис. 2, которая соответствует индукции порядка 0,06 Т и измерил поле в точке пересечения B .

Вместо высокочастотного электромагнитного поля для индуцирования $\beta(2^2S_{1,2}) \rightarrow \epsilon(2^2P_{1,2})$ переходов в данном эксперименте было применено статическое электрическое поле для индуцирования этих переходов. Создание пучка в чистом беспримесном состоянии β_B устраняет сложности, обусловленные сверхтонкой структурой, и приводит к уменьшению ширины резонансной кривой. Это вместе с зеемановским магнитным полем, параллельным траектории пучка, уменьшает экспериментальные коррекции и источники систематических погрешностей.

Изменяя магнитное поле при небольшом постоянном электростатическом поле порядка 1 В/см вблизи β - ϵ точки пересечения, Робиско получает кривую гашения метастабильных атомов в $\beta_B(2^2S_{1,2})$ -состоянии с резонансом в точке B . При условии, что зависимость теоретической формы резонансной кривой гашения атомов в $\beta_B(2^2S_{1,2})$ -состоянии от напряженности магнитного поля известна с достаточным приближением, можно легко определить расщепление уровней $2^2S_{1,2}$ и $2^2P_{1,2}$ (лэмбовский интервал L) в нулевом поле.

Лэмбовский интервал L рассчитывается из нерелятивистской формулы Брейта—Раби [20] для β - ϵ частотного расщепления, выражающей зависимость частоты перехода $\beta_B - \epsilon_B$ от напряженности магнитного поля. В эту формулу входит значение напряженности магнитного поля у центра пика $\beta_B - \epsilon_B$ гашения, которое измеряется по частоте ядерного магнитного резонанса протонов в воде ω_{CB} .

Приравняв нулю частоту β - ϵ перехода у точки пересечения B , Робиско находит связь между ω_{CB} и интервалом Лэмба L . Используя диамагнитную поправку для протонов в воде и точно известный интервал сверхтонкой структуры $2^2S_{1,2}$ уровня $\Delta\omega$ [21], Робиско вычислил интервал L по частоте ω_{CB} . Таким образом, конечной целью эксперимента, использующего метод пересечения уровней, является точное определение частоты ω_{CB} и, следовательно,

соответствующей ей напряженности магнитного поля в центре резонансной кривой гашения. Схема эксперимента Робиско показана на рис. 4. Атомы водорода в основном состоянии создаются в вольфрамовой печи 1 и коллимируются щелями 2. Метастабильные атомы в α - и β ($2^2S_{1/2}$)-состоянии получают в электронной пушке 3, аналогичным образом, что и в эксперименте Лэмба и др. и обнаруживаются также посредством зыривания электронов при ударе о металлическую поверхность (мишень), 9.

Пушка помещена внутри зазора электромагнита с индукцией около 0,06 Т. Электромагнит служит для коллимации электронного пучка, а также для подавления β ($2^2S_{1/2}$)-состояния. Электронная пушка изолирована от катушек Гельмгольца, которые обеспечивают поле точки пересечения, параллельное траектории пучка. Преимущество этого метода в том, что получение

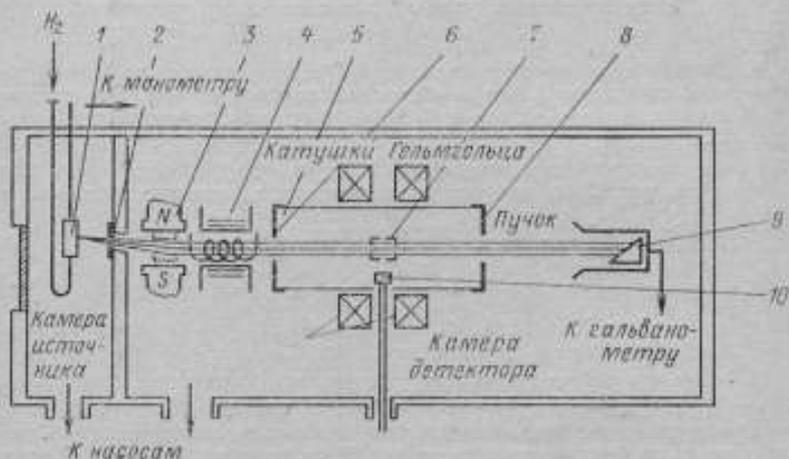


Рис. 4. Схема постановки опыта Робиско.

метастабильного пучка не зависит от установки поля катушек электромагнита во время измерения. Пучок метастабильных атомов в α ($2^2S_{1/2}$)-состоянии проходит через устройство 4, в котором 1/3 их из α -состояния переходит в β -состояние. Это устройство представляет собой специальный соленоид с магнитным экранированием, которое ослабляло паразитные поля до величины 10^{-4} Т вдоль оси длиной 1 см. При небольшом токе в обмотке соленоида создается поле этого устройства с небольшой отрицательной величиной по отношению к осевому полю катушек Гельмгольца.

За устройством 4, переводящим атомы в состояние β , пучок проходит по оси катушек Гельмгольца, что позволяет избежать большого гашения пучка, которое обусловлено движением атомов перпендикулярно магнитному полю. Электростатический экран 5 представляет цилиндр, внутренняя поверхность которого отполирована и покрыта золотом, чтобы уменьшить гашение атомов в метастабильном β ($2^2S_{1/2}$)-состоянии посредством полей рассеивания. Коллимирующие колпачки 6 и 8 определяют размер пучка, диаметр которого равен 6,8 мм в пределах разрушителя 7, создающего область гашения электрическим полем. Это поле перпендикулярно пучку и расположено в центре катушек, где магнитное поле однородно и измеряется с помощью преобразователя ядерного магнитного резонанса 10.

Сигнал метастабильных атомов водорода регистрировался устройством, содержащим электрометрический усилитель и гальванометр. Полный пучок

метастабильных атомов измеряется по отклонению гальванометра, когда большое поле гашения порядка 80 В/см прикладывается к пучку в области разрушителя всех атомов, находившихся в $^3D(2^3S_{1,2})$ -состоянии. Общий сигнал гальванометра содержал лишь небольшие доли метастабильного молекулярного водорода и лаймановского α -излучения, создаваемого в электронной пушке.

Как показали результаты определения постоянной тонкой структуры, полученные значения α расходятся в пределах, превышающих точность методов измерения. Эти расхождения были обнаружены в результатах многочисленных экспериментов, проводившихся методами, принципиально отличными от описанных.

На этом основании можно утверждать о наличии неучтенных систематических погрешностей, что требует дальнейшего определения α . Это необходимо не только из-за уточнения постоянной тонкой структуры, но и потому, что α входит в зависимости между разными константами и ее значение окажет влияние при согласовании значений других констант.

ЛИТЕРАТУРА

1. Горбацевич С. В., Холли В. М. Обзор новейших данных по измерению фундаментальных физических констант. — «Измерительная техника», 1973, № 1, с. 14—18.
2. Taylor B. N., Parker W. H., Langenberg D. N. The fundamental constants and quantum electrodynamics. — «Rev. of Modern Physics», 1969, v. 41, № 2, pp. 201—265.
3. Appelquist T., Brodsky S. I. Order α^2 electrodynamic corrections to the Lamb shift. — «Phys. Rev. Letters», 1970, v. 24, № 11, pp. 562—565.
4. Soto M. F. Calculation of the slope at $q^2=0$ of the Dirac form factor for the electron vertex in four order. — «Phys. Rev. A», 1970, v. 2, pp. 734—758.
5. Laurup B. E., Peterman A., De Rafael E. Confirmation of a new theoretical value for the Lamb shift. — «Physics Letters», 1970, v. 31-V, № 9, pp. 577—579.
6. Barbieri R., Mignaco F. A., Remiddi E. Radiation correction of forth order for electron-photon vertex. — «Nuovo Cimento Letters», 1970, v. IV, pp. 588.
7. Peterman A. The α^2 radiative Lamb shift. — «Physics Letters», 1971, v. 34-B, pp. 507—509.
8. Metcalf H., Braudenberg J. R. and Baird J. C. Measurement of the Sommerfeld fine-structure constant by level crossrag in atomic hydrogen. — «Phys. Rev. Letters», 1968, v. 21, pp. 165—168.
9. Triebwasser S., Dayhoff E. S. and Lamb W. E. Fine structure of the hydrogen atom V. — «Phys. Rev.», 1953, v. 89, pp. 98—105.
10. Robiscoe R. T., Shyn T. W. Kinematic corrections to atomic beam experiments. — «Phys. Rev. Letters», 1970, v. 24, № 11, pp. 559—561.
11. Robiscoe R. T. Measurement of the Lamb shift in H, $n=2$. — «Phys. Rev. Letters», 1965, v. 138-A, № 1, pp. 22—35.
12. Robiscoe R. T., Coseus B. L. Remeasurement of the Lamb shift in H, $n=2$. — «Phys. Rev. Letters», 1966, v. 17, № 2, pp. 69—71.
13. Coseus B. L., Vorburger T. V. Measurement of the $2^2S_{1,2}=2^2P_{3,2}$ splittug in Atomic hydrogen. — «Phys. Rev. A», 1970, v. 2, № 1, pp. 16—24.
14. Shyn T. W., Rebaue T., Robiscoe R. T., Williams W. L. Measurement of the $2^2S_{1,2}-2^2P_{3,2}$ energy separation ($\Delta E-S$) in hydrogen ($n=2$). — «Phys. Rev. A», 1971, v. 3, № 1, pp. 116—120.
15. Kaufman S. L., Lamb W. E., Lea K. K., Leventhal M. Measurement of the $2^2S_{1,2}-2^2P_{3,2}$ interval in atomic hydrogen. «Int. Conf. on Precision Measurements and Fundamental Constants, Program and Abstracts», 1970, Gaithersburg, p. 36.

16. Coseus B. L. Measurement of the Lamb's shift in D, $n=2$. — «Phys. Rev.», 1968, v. 173, № 1, pp. 23—26.
17. Dayhoff E. S., Triebwasser S., Lamb W. E. Fine structure of the hydrogen atom VI. — «Phys. Rev.», 1953, v. 89, pp. 106—115.
18. Cohen E. R., Dumond J. W. M. Our knowledge of the fundamental constants of physics and chemistry in 1965. — «Rev. of Modern Phys.», 1965, v. 37, pp. 537—594.
19. Lamb W. E., Retherford R. C., Triebwasser S., Dayhoff E. S. Fine structure of the hydrogen atom. Part II. — «Phys. Rev.», 1951, v. 81, pp. 222—232. Part. «Phys. Rev.», 1952, v. 85, pp. 259—276; Part. «Phys. Rev.», 1952, v. 86, pp. 1014—1019; Part. «Phys. Rev.», 1953, v. 89, pp. 98—106; Part. «Phys. Rev.», 1953, v. 89, pp. 106—115.
20. Rose M. E. Relativistic Electron Theory (John Wiley and Sons, Inc. New-York, 1961), 1st ed., p. 185.
21. Heberle J., Reich H. and Kusch P. Hyperfine structure of the metastable hydrogen atom. — «Phys. Rev.», 1956, v. 101, pp. 612—620.

Поступила в редакцию
10/X 1972 г.

УДК 539.18.25

Е. К. Израило
внина

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОСТОЯННОЙ ТОНКОЙ СТРУКТУРЫ ПО СВЕРХТОНКОМУ РАСЩЕПЛЕНИЮ ОСНОВНОГО СОСТОЯНИЯ В ВОДОРОДЕ И МЮОНИИ

За последнее время большое внимание уделяется сверхтонкому расщеплению, вызванному взаимодействием между магнитными моментами ядра и электрона, которое наблюдается даже в отсутствие магнитного поля. В статье рассматривается сверхтонкая структура для основных состояний атомов водорода и мюония.

В математические выражения, описывающие эти сверхтонкие расщепления и выведенные из квантовой электродинамики, в качестве параметра разложения входит постоянная тонкой структуры α и, следовательно, они могут служить источниками информации относительно числового значения α .

При согласовании констант в 1963 г. значение α , полученное из сверхтонкого расщепления основного состояния атомарного водорода, не согласовывалось со значением α , которое получалось из эксперимента по тонкоструктурному расщеплению в дейтерии. Величина сверхтонкого расщепления была измерена с погрешностью около 10^{-12} , однако теоретическая формула для сверхтонкого расщепления содержала большие квантовоэлектродинамические поправки, о которых в то время имелось неопределенное теоретическое представление. Поэтому было отвергнуто значение α , полученное из сверхтонкого расщепления водорода, которое сильно отличалось от значения α , вычисленного из тонкого расщепления в дейтерии. Наличие расхождения послужило причиной проведения экспериментов по сверхтонкому расщеплению в мюонии, в результате которых квантовоэлектродинамические поправки известны значительно лучше. Это привело к изменению значения α в большую сторону (это подтверждается другими экспериментами).

В результате нерешенная проблема квантовой электродинамики, заключающаяся в большом расхождении между теоретически вычисленным и экспериментально измеренным значением разности уровней энергии в основном состоянии атома водорода (сверхтонкое расщепление) полностью разрешена

Цель данной статьи — определение α по сверхтонкому расщеплению в водороде и мюонии, краткое описание экспериментальной аппаратуры и перечень работ по определению интервалов сверхтонкой структуры в мюонии. Значения интервалов сверхтонкой структуры в мюонии и значения постоянной тонкой структуры, приведенные в статье, были вычислены В. М. Холлиным [1].

Определения постоянной тонкой структуры по сверхтонкому расщеплению основного состояния в водороде

Экспериментальные измерения разности значений двух уровней энергии в основном состоянии атома водорода, отвечающей частоте перехода между уровнями сверхтонкой структуры в водороде, относятся к числу наиболее точных физических измерений. Ниже приведены результаты измерений за последнее десятилетие.

Измерение частоты перехода между уровнями сверхтонкой структуры в водороде

Авторы	Частота, МГц
Пипкин и Лэмберт, 1962 г.	1420,4057383 (60)
Кремpton, Клеппнер и Рамзей, 1963 г.	1420,405751800 (28)
Петерс и Карташев, 1965 г.	1420,405751785 (16)
Векот и др., 1966 г.	1420,4057517864 (17)

Как видно, погрешность определения последнего эксперимента Векота и др. [2] составляет величину порядка 10^{-12} . Этот эксперимент проводился на водородном лазере, работающем на частоте перехода между уровнями сверхтонкой структуры $[F=1, m_F=0]$ и $[F=0, m_F=0]$, соответствующей примерно 1420,405 МГц. Энергетические уровни атомарного водорода в основном состоянии показаны на рис. 1, а упрощенная схема мазера — на рис. 2.

Атомы, возбужденные высокочастотным разрядом, из источника 1 проходят через коллиматор 2 и неоднородное селектирующее магнитное поле 3, образующее шестиподосное магнитом (селектор состояний). Эта система фокусирует на входное отверстие накопительной колбы 5, покрытой тефлоном, атомный пучок 4, находящийся в состояниях с $F=1, m_F=1,0$.

Накопительная колба размещена в центре цилиндрического радиочастотного резонатора 7 диаметром приблизительно 160 мм, работающего на типе колебаний TE_{011} и настроенного на частоту перехода $[F=1, m_F=0] \rightarrow [F=0, m_F=0]$. Такой тип колебаний обеспечивает получение высокочастотного магнитного поля, близкого к однородному, в значительной части объема резонатора.

Резонатор изготовляется из материала с низким коэффициентом температурного расширения, что благоприятно влияет на стабильность частоты колебаний. Для того чтобы резонатор был постоянно настроен на частоту сверхтонкого расщепления, требуется поддерживать неизменной его температуру.

С точки зрения выполнения условий самовозбуждения генератора целесообразен резонатор с одинаковой длиной и диаметром, так как в этом слу-

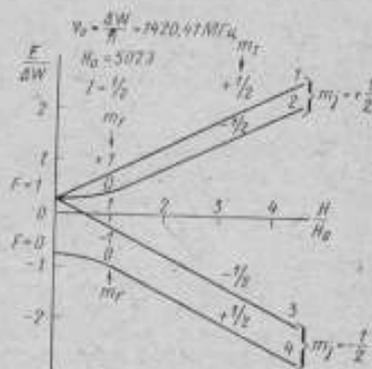


Рис. 1. Зеемановское расщепление уровней сверхтонкой структуры основного состояния атома водорода

дае его добротность Q_p максимальна. Реальная добротность резонатора оказывается меньше из-за наличия накопительной колбы. Для уменьшения ее отрицательного влияния на добротность резонатора она изготавливается из кварца, обладающего более низкими потерями на высоких частотах, чем стекло. Применяемое в накопительной колбе тефлоновое покрытие допускает до 10^6 соударений атомов со стенкой, которые претерпевают лишь слабое возмущение без изменения их состояний. Время нахождения атомов в колбе определяется ее диаметром и площадью ее входного отверстия. При диаметре колбы 160 мм и диаметре входного отверстия 2 мм это время равно 1 с. При этом добротность спектральной линии составляет 10^6 (благодаря большому времени накопления). При таком времени пребывания атомов водорода внутри накопительной колбы величина остаточного давления воздуха должна быть не более 1×10^{-5} и/м², в противном случае ширина линии перехода увеличивается из-за столкновений атомов водорода с молекулами кислорода.

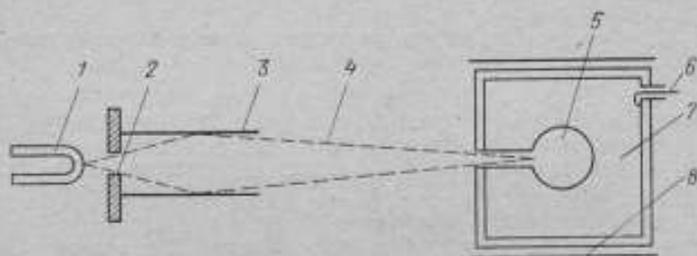


Рис. 2. Схема водородного мазера

Для уменьшения влияния вредного воздействия внешних магнитных полей на стабильность частоты водородного мазера, например поля Земли, остаточных полей деталей самого мазера и т. п., накопительная колба и резонатор помещаются в многослойный магнитный экран из микрометалла 8.

За время пребывания атома водорода внутри накопительной колбы часть атомов меняет свое энергетическое состояние и излучает частоту, отвечающую переходу между двумя сверхтонкими уровнями. Если атомы излучают энергию, превышающую мощность потерь энергии в настроенном на данную частоту резонаторе, то в мазере возникают незатухающие электромагнитные колебания, которые могут быть обнаружены при помощи небольшой петли связи 6, помещенной в резонатор. Измеряя частоту этих колебаний, можно определить величину сверхтонкого расщепления $\Delta\nu_n$.

Для контроля за настройкой, уходом частоты и измерения сдвига частоты, вызываемого столкновением атомов водорода со стенками накопительной колбы одновременно работают два водородных мазера. Частота одного из них через каждые 30 мин. в течение 24 ч сравнивается с вторичным цезиевым эталоном частоты. Среднее значение частоты вторичного эталона за этот период при помощи сигналов системы Лоран—С определялось по среднему повышенному значению цезиевых эталонных частот различных лабораторий. Такой метод позволяет сравнивать частоты мазера со средним значением, определяемым большим числом первичных эталонов с точностью, обеспечиваемой этими эталонами.

Разницу энергий двух уровней в атоме водорода с помощью водородного мазера можно измерить с погрешностью около 10^{-12} . Теоретическое выражение для интервала сверхтонкого расщепления в атоме водорода имеет вид

$$\Delta\nu_n = \frac{16}{3} \alpha^2 R_\infty c \left(\frac{\nu_p}{\nu_B} \right) \left(1 + \frac{m_p}{m_e} \right)^{-3} (1 + \delta_p) \left(1 + \frac{3}{2} \alpha^2 + a_e + \epsilon_1 + \epsilon_2 + \epsilon_3 \right), \quad (1)$$

где α — постоянная тонкой структуры; R_∞ — постоянная Ридберга для бесконечной массы ядра; c — скорость света; $\frac{\mu_p}{\mu_B}$ — отношение магнитного момента протона к магнетону Бора; $\frac{m_e}{m_p}$ — отношение массы электрона к массе протона,

$$\delta_p = \delta_p^{(1)} + \delta_p^{(2)}; \quad a_e = \frac{\alpha}{2\pi} - 0,328 \frac{\alpha^2}{2\pi}; \quad \epsilon_1 = \alpha^2 \left(\ln 2 - \frac{5}{2} \right);$$

$$\epsilon_2 = -\frac{8\alpha^2}{3\pi} \ln \alpha \left[\ln \alpha - \ln 4 + \frac{281}{480} \right] \quad \text{и} \quad \epsilon_3 = \frac{\alpha^3}{\pi} (18,4 \pm 5).$$

Член $\delta_p^{(1)}$ представляет собой поправку на отдачу ядра, а $\delta_p^{(2)}$ — поправку на поляризацию протона.

В выражение (1), полученное из квантовой электродинамики, входят только вспомогательные постоянные и величина постоянной тонкой структуры, однако точность ее значения ограничивается величиной порядка 10^{-4} ввиду трудоемкости расчета некоторых членов этого выражения. Согласно данным Тэйлора и др. [3],

$$\delta_p^{(1)} = -(34,4 \pm 0,9) \times 10^{-6}.$$

До последнего времени для члена $\delta_p^{(2)}$ существовали только теоретические оценки, которые указывали на то, что $\delta_p^{(2)} = (2) \times 10^{-6}$. Неопределенность поправки $\delta_p^{(2)}$ привела к тому, что при согласовании констант в 1963 г. Дюмонд и Кози отбросили значение постоянной тонкой структуры ($\alpha^{-1} = 137,0352 \pm ?$), вычисленное из опыта Рэмзен и др. [14] по определению $\Delta\nu_n$. За последнее время стало возможным вычисление поправки $\delta_p^{(2)}$ экспериментальным путем, используя при этом то, что отношение интервала сверхтонкого расщепления мюония $\Delta\nu_\mu$ к интервалу сверхтонкого расщепления водорода $\Delta\nu_n$ не зависит от радиационных поправок и, следовательно, не зависит от значения постоянной тонкой структуры α . Оно связано с поправкой $\delta_p^{(2)}$ определенным теоретическим выражением.

Используя одно из последних точных экспериментальных значений Векога и др. [2] $\Delta\nu_n = 1420,4057517864$ (17) МГц и значение $\Delta\nu_\mu = 4463,307$ (7) МГц [1], получим

$$\frac{\Delta\nu_\mu}{\Delta\nu_n} = 3,142276.$$

Используя теоретическое выражение, связывающее это отношение с поправкой $\delta_p^{(2)}$, находим $\delta_p^{(2)} = -(4,2 \pm 3,2) \times 10^{-6}$. Подставляя это значение в выражение (1), получим $\alpha^{-1} = 137,03563$ (22) ($1,6 \times 10^{-4}$).

Определение постоянной тонкой структуры по сверхтонкому расщеплению основного состояния в мюонии

Чтобы избежать неопределенности, связанной с невозможностью точного учета внутренней структуры ядра в атоме водорода, и вместе с тем для проверки значения постоянной тонкой структуры α , получаемой из интервала сверхтонкого расщепления водорода $\Delta\nu_n$, были проведены эксперименты по определению частоты сверхтонкого расщепления в мюонии $\Delta\nu_\mu$.

Мюоний представляет собой атом, состоящий из мюона (положительного мю-мезона) и электрона, и отличается от атома водорода только заменой протона на положительный мю-мезон. Мюон, кроме различия в массах, ничем не отличается от электрона и представляет собой тяжелую дираковскую

частицу, которая обычным образом взаимодействует с электромагнитным полем. Мюоний удобен для исследований ряда свойств слабого взаимодействия между мю-мезоном и электроном. Обнаружено, что мюоны, получающиеся в результате распада пионов, поляризованы и что позитроны, получающиеся в результате распада мюонов, эмитируются с угловой асимметрией по отношению к направлению спинов мюонов.

Суть эксперимента заключается в следующем. Пусть имеется сильное статическое поле H , направленное по спину налетающих мюонов. Тогда мюоний будет рождаться только в состоянии 1,4, для которых магнитное квантовое число $M_p = +1/2$. Схема энергетических уровней сверхтонкой структуры в основном состоянии мюония показана на рис. 3. Если это распределение мюонных состояний не подвергается никакому возмущению, то позитроны, возникающие в результате распада мюония, будут излучаться преимущественно в направлении магнитного поля.

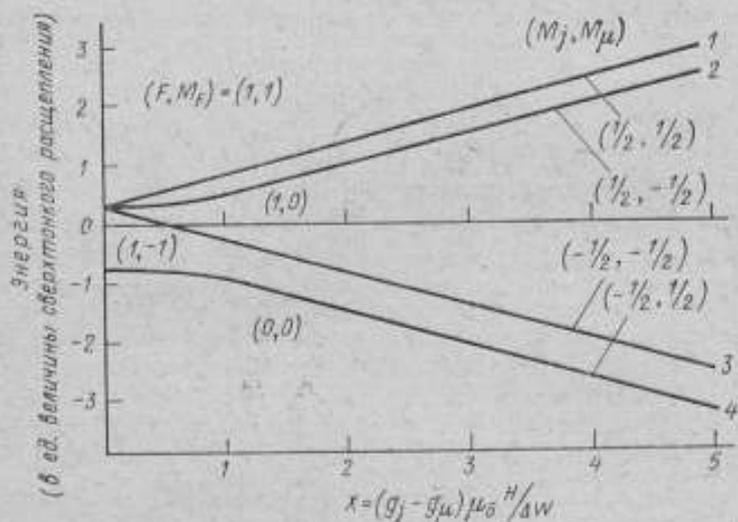


Рис. 3. Схема зеемановского расщепления уровней сверхтонкой структуры основного состояния мюония

Однако если включить переменное магнитное поле соответствующей частоты, то оно будет индуцировать резонансный переход мюония с одного уровня сверхтонкой структуры на другой, например, из состояния 1 в состояние 2. В состоянии 2 спин мюона направлен противоположно магнитному полю, поскольку $M_p = -1/2$, и позитроны, возникающие в результате его распада, будут излучаться преимущественно в направлении, противоположном направлению статического магнитного поля. Следовательно, индуцированный переход между уровнями сверхтонкой структуры может быть обнаружен по изменению углового распределения позитронов, возникающих от распада мюонов. Эти переходы были исследованы в случае сильных, а также слабых магнитных полей.

Экспериментальное устройство, на котором проводится определение частоты сверхтонкого перехода $\Delta\nu_p$ в мюонии в сильном магнитном поле, показано на рис. 4а.

Пучок мюонов 1 с продольной поляризацией, создаваемый в синхронизаторе, тормозился в газовой мишени (аргоне или ксеноне), давление которой изменялось для различных серий измерений. Направление сильного

статического магнитного поля H , которое также является и направлением оси квантования, принимается вдоль направления спинового пучка мюонов. Оно создается четырехсекционным соленоидом 2, питаемым генератором мощностью около 0,75 МВт, с точностью регулировки тока, при которой погрешность составляет $10^{-3}\%$ и однородное в пределах до $10^{-4}\%$ в интересующей области порядка 150 см.

Прикладываемое микроволновое поле 3 вызывает магнитные дипольные переходы между состояниями 1 и 2, для которых (M_x, M_y) соответственно равны $(1/2, 1/2)$ и $(1/2, -1/2)$. Так как магнитный дипольный переход должен индуцироваться за время жизни мюона, равное 2 мкс, необходимо, чтобы генератор микроволнового поля был достаточно мощным. Основной его частью является клистронный усилитель, работающий на частоте 1850 МГц, который дает на выходе непрерывную волну мощностью до 1 кВт. Мощность подводится к высокооборотному резонатору 4, помещенному в резервуар 5, на-

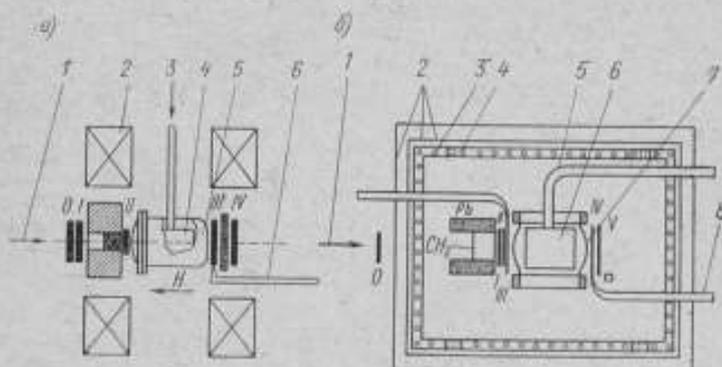


Рис. 4. Аппаратура для измерения частоты сверхтонкого перехода основного состояния мюония в сильном магнитном (а) и в слабом магнитном (б) полях.

полненный газовой мишенью и работающему на волне типа TM_{110} , которая обеспечивала микроволновое магнитное поле, перпендикулярное к статическому магнитному полю H . Стабилизация частоты этого поля лучше, чем $10^{-4}\%$, а стабилизация его мощности порядка 1%.

Замедленные частицы путем захвата электронов образовывали мюоний. Это обнаруживается по совпадению отсчетов счетчиков 1, 2 и по их антисовпадению с отсчетами счетчика 3 (1 2 $\bar{3}$). Позитроны распада регистрировались телескопической системой 6, состоящей из счетчиков 3 и 4 в течение некоторого интервала времени после остановки мюонов и регистрировались как «события», если они происходили за промежуток времени от 0,1 до 3,3 мкс после отсчета счетчиков 1 2 $\bar{3}$. Измерялось число событий и отсчетов 2 $\bar{3}$ при включении и выключении микроволнового поля постоянной частоты в функции от статического магнитного поля. Получаемые резонансные кривые снимались при различных давлениях газовой мишени. Оказалось, что буферный газ вносит некоторое искажение измеряемой частоты, обусловленное искажением волновой функции мюония из-за большого числа столкновений, которое происходит между атомами буферного газа и мюония за время его получения. Это искажение объясняется нелинейной зависимостью относительного сдвига уровней сверхтонкой структуры в мюонии от давления буферного газа. Поэтому для определения частоты сверхтонкого расщепления в мюонии необходимо проводить экстраполяцию к нулевому давлению.

Экспериментальный метод, с помощью которого проводится определение частоты сверхтонкого перехода в мюонии в слабом магнитном поле, в принципе аналогичен эксперименту в сильном магнитном поле.

В этих экспериментах наблюдаются переходы из состояния $(F, M_F) = (1, 1)$ в состояние $(F, M_F) = (0, 0)$. При этом возникают две проблемы: первая связана с необходимостью иметь слабое однородное постоянное магнитное поле вблизи большого синхротронного магнита. Вторая заключается в том, что величина сигнала в пять раз меньше, чем в случае переходов в сильном магнитном поле. Это обусловлено величиной относительной населенности уровней сверхтонкой структуры мюонов. На рис. 4.6 схематически изображена используемая аппаратура.

Поляризованный мюоний I образуется торможением мюонов из синхротрона в газовой мишени при высоком давлении. Индуцированные изменения в населенности магнитных подуровней, вызванные микроволнами, наблюдаются по результирующему изменению в угловом распределении позитронов распада и регистрируются телескопической системой 8.

Оболочка 2, образованная из трех молибденово-пермаллоевых экранов, окружающая соленоид 3, и соответствующие корректирующие катушки 4, используется для создания необходимых слабых статических полей. Такая система обеспечивает аксиальное магнитное поле напряженностью около 3×10^{-4} Т, однородное и стабильное с погрешностью не выше 10^{-6} Т. Микроволновая частота генерируется кристаллическим генератором со стабильностью лучше 10^{-7} . После усиления мощность через волновод 5 подводится к высокочастотному резонатору 6, работающему на волне типа TM_{222} в котором, независимо от времени, переменное магнитное поле было перпендикулярно статическому полю.

Резонатор расположен в резервуаре 7 с газовой мишенью. Для стабилизации уровня микроволновой мощности с погрешностью около 2% используется быстрая система обратной связи. Резонансная линия наблюдалась в результате изменения микроволновой частоты.

Температура и давление буферного газа поддерживались постоянными с погрешностью $\pm 5 \times 10^{-3}$ °С и $\pm 1 \times 10^2$ н/м² соответственно. Используя резонансные значения частот переменного магнитного поля, можно вычислить $\Delta\nu_{\mu}$. Первое экспериментальное определение $\Delta\nu_{\mu}$ относится к 1962 г. В 1964–1966 гг. в Нельском университете Хьюз и др. [5] измерили $\Delta\nu_{\mu}$ в слабом магнитном поле с индукцией 3×10^{-4} Т. В качестве буферного газа был использован аргон при давлении 35 атм. Авторы получили для $\Delta\nu_{\mu}$, приведенного к нулевому давлению буферного газа, значение 4463,21 (6) МГц.

В 1969 г. эти эксперименты были продолжены Томсоном и др. [6] в очень слабом магнитном поле порядка 10^{-2} Т в аргоне при 32 и 62 атм и криптоне при 21 и 42 атм. Было получено для интервала сверхтонкого расщепления мюония: в криптоне $\Delta\nu_{\mu} = 4463,220$ (33) МГц; в аргоне $\Delta\nu_{\mu} = 4463,305$ (27) МГц. Эти данные свидетельствуют о том, что интервалы $\Delta\nu_{\mu}$ для мюонов, заторможенных в аргоне и криптоне, расходятся на 0,082 МГц. Такая величина указывает на наличие систематических погрешностей в этих данных.

При сравнении измерений [7], проведенных в сильном магнитном поле с индукцией $B = 1,135$ Т, было установлено, что результаты измерения $\Delta\nu_{\mu}$ в криптоне практически совпадают со значением Томсона и др., а в аргоне — сильно расходятся. Это расхождение они объясняли нелинейной зависимостью относительного сдвига частоты от давления буферного газа, так как Томсон и др. проводили экстраполяцию в большом диапазоне давлений. Если объединить их значения интервала сверхтонкого расщепления мюония при давлении 4, 1 и 16 атм со значением Томсона и др. при 32 атм и провести линейную экстраполяцию на нулевое давление, то результаты будут согласовываться друг с другом.

С целью выявления наличия квадратичного члена в зависимости $\Delta\nu_{\mu}$ от давления Крейн и др. [8] продолжили эти измерения в более широком диапазоне давлений буферных газов. Они не обнаружили ни для аргона, ни для криптона квадратичного члена в зависимости относительного сдвига частоты от давления буферных газов. Впоследствии были проведены дополнительные измерения интервала сверхтонкого расщепления в аргоне при 10 и 15 атм [9] и обнаружен квадратичный член в зависимости частоты от давления. Их окончательный результат для интервалов сверхтонкого расщепления в аргоне и криптоне

$$\Delta\nu_{\mu} = 4463,311(12) \text{ МГц} \quad (2,7 \times 10^{-6}),$$

В 1969 г. в Чикагском университете проведен эксперимент [10] по определению $\Delta\nu_{\mu}$ в сильном магнитном поле ($B=1,135 \text{ Т}$), в котором частота перехода в первом приближении не зависит от величины магнитного поля, что снижает требование стабильности и однородности магнитного поля. Был использован резонатор на другом типе колебаний, позволивший повысить однородность ВЧ-электрического поля. При этом измерения проводились при более низких давлениях буферного газа аргона 4,2 и 16 атм. Для интервала сверхтонкого расщепления мюония получено

$$\Delta\nu_{\mu} = 4463,317(21) \text{ МГц} \quad (4,7 \times 10^{-6}).$$

В дальнейшем работы в сильных магнитных полях были продолжены с использованием в качестве буферных газов аргона и криптона [7]. Авторы получили для аргона после линейной экстраполяции к нулевому давлению значение

$$\Delta\nu_{\mu} = 4463,306(15) \text{ МГц} \quad (3,4 \times 10^{-6})$$

которое хорошо совпадает со значением, полученным Томсоном и др. в крипто-не. Для криптона Девой и др. произвели измерения при двух давлениях 15 и 34 атм и получили

$$\Delta\nu_{\mu} = 4463,304(10) \text{ МГц} \quad (2,2 \times 10^{-6}).$$

Среднее взвешенное значение из опытов в аргоне и криптоне

$$\Delta\nu_{\mu} = 4463,305(9) \text{ МГц} \quad (2 \times 10^{-6}).$$

Оно близко к окончательному значению Крейна и др.

Среднее взвешенное значение из обоих экспериментов

$$\Delta\nu_{\mu} = 4463,307(7) \text{ МГц} \quad (1,6 \times 10^{-6}).$$

Это значение на 11×10^{-6} больше того, которое использует Тейлор и др. [3] при согласовании констант 1969 г.

Вычисление постоянной тонкой структуры α требует знания теоретического выражения, связывающего интервал сверхтонкого расщепления $\Delta\nu_{\mu}$ и постоянной тонкой структуры α . Теоретическая формула для $\Delta\nu_{\mu}$, которая получается в предположении, что мюон не отличается от тяжелого электрона, может быть представлена в виде:

$$\Delta\nu_{\mu} = \frac{16}{3} \alpha^2 R_{\infty} c \left(\frac{\mu_p}{\mu_B} \right) \left(1 + \frac{m_e}{m_p} \right)^{-1} (1 + \delta_{\mu}) \left(1 + \frac{3}{2} \alpha^2 + a_e + s_1 + s_2 + s_3 \right). \quad (2)$$

$$\alpha = -\frac{3\alpha}{\pi} \frac{m_e m_\mu}{m_p^2 - m_e^2} \ln \frac{m_e}{m_\mu} \frac{\mu_\mu}{\mu_B} - \text{отношение магнитного момента мюона}$$

к магнетону Бора; $\frac{m_e}{m_p}$ — отношение массы электрона к массе мюона, μ_μ и μ_B — имеют те же значения, что и в формуле (1).

Член δ_μ описывает поправку, вызванную отдачей ядра. Фултон и др. [11] вычислили дополнительный вклад к этой поправке, который увеличивает теоретическое значение интервала сверхтонкого расщепления мюония на 0,0252 МГц или на $5,6 \times 10^{-6}$ по сравнению со значением, приведенным в работе Тейлора и др. Для вычисления α из выражения (2) требуется знание значений ряда констант, которые за исключением $\frac{\mu_\mu}{\mu_B}$ известны настолько точно, что не вносят погрешностей в полученное значение α .

Отношение магнитного момента мюона к магнетону Бора можно вычислить по формуле

$$\frac{\mu_\mu}{\mu_B} = \left(\frac{\mu_\mu}{\mu_p} \right) \left(\frac{\mu_p}{\mu_B} \right), \quad (3)$$

где $\frac{\mu_\mu}{\mu_p}$ — отношение спинового магнитного момента мюона к магнитному моменту протона.

Используя значения констант, входящих в выражение (2) и (3), формулу (2) можно привести к виду

$$\Delta\nu_\mu = (2,632942 \times 10^7) \alpha^2 \left(\frac{\mu_\mu}{\mu_p} \right) \text{ МГц}. \quad (4)$$

Учитывая, что $\frac{\mu_\mu}{\mu_p} = 3,183347$ (9) и $\Delta\nu_\mu = 4463,607$ (7) МГц, и подставляя эти значения в (4), получим величину, обратную постоянной тонкой структуры

$$\alpha^{-1} = 137,03631 \quad (22) \quad (1,6 \times 10^{-6})$$

Это значение постоянной тонкой структуры согласуется со значением, определенным из сверхтонкого расщепления водорода $\Delta\nu_H$. В работе [12] показано, что точное определение интервала сверхтонкого расщепления мюония $\Delta\nu_\mu$ может дать очень точное значение постоянной тонкой структуры α . Однако до последнего времени значения α , полученные из интервала сверхтонкого расщепления мюония, нельзя было использовать в связи с большой погрешностью в определении отношения магнитного момента мюона к магнитному моменту протона $\frac{\mu_\mu}{\mu_p}$ и ввиду большого расхождения экспериментальных значений $\Delta\nu_\mu$.

В настоящее время обе эти проблемы решены. Значения постоянной тонкой структуры, полученные из сверхтонких расщеплений водорода и мюония, совпадают в пределах точности опытов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Горбачевич С. В., Холин В. М. Обзор новейших данных по измерению фундаментальных физических констант. «Измерительная техника», 1973, № 1, с. 14—18.

2. Vessot R., Peters H., Vanier J., Beehler R., Halford D., Harrach R., Allan D., Glaze D., Snider C., Barnes J., Cutler and Bodily L. Fine-structure constant from Muonium Hyperfine Structure. — «IEEE Trans. Instr. Meas.», 1966, IM-15, pp. 165—169.

3. Taylor B. N., Parker W. H., Langeberg D. N. The fundamental Constants and Quantum Electrodynamics. — «Rev. of Modern Physics», 1969, v. 41, № 2, pp. 201—265.

4. Crampton S. B., Kleppner D. and Ramsey N. Hyperfine separation of ground state atomic hydrogen. — «Phys. Rev. Letters», 1963, v. 11, pp. 338—340.

5. Hygnes V. W. Eine structure of 3P state of Helium by an Atomic-beam method. — «Bull. Am. Phys. Soc.», 1964, v. 13, p. 202.

6. Thompson P. A., Amato J. J., Crane P., Hygnes V. W., Mobley R. M., Lu Putlitz G. and Rothberg J. E. Determination of muonium hyperfine structure interval through measurements at low magnetic fields. — «Phys. Rev. Letters», 1969, v. 22, pp. 163—167.

7. Devoe R., McIntyre R. M., Stowell D. V., Swanson R. A., Teleydi V. L. Measurements of the Muonium H Spertrug and of the Muon Moment by «double resonances» and a new value of. — «Phys. Rev. Letters», 1970, v. 25, № 26, pp. 1779—1783.

8. Crane P., Thompson P. A., Amato J. J., Hugnes V. W., Lazanes D. M., Zu Putlitz G. Recent Muonium Hyperfine structure measurements. — «Bull. Am. Phys. Soc.», 1970, v. 15, № 1, p. 45.

9. Crane, T., Casperson D., Crane P., Egan P., Hygnes V. W., Zu Putlitz G., Stambaue R., Thompson P. A. Measurement of the muonium hyperfine structure interval, including evidence for a quadratic pressure shift term. — «Bull. Am. Phys. Soc.», 1971, v. 16, № 1, p. 85.

10. Ehrlich R. D., Hober H., Magnon A., Stowell D., Swanson R. A., Telegdi V. L. Determination of the Muonium hyperfine splitting at low pressure from a field independent Zeeman transform. — «Phys. Rev. Letters», 1969, v. 23, № 10, pp. 513—517.

11. Fulton L., Oven D. A., Repko W. W. Order $\left(\frac{m_e}{m_p}\right) d^2 \ln a^{-1}$ corrections to muonium hyperfine structure. — «Phys. Rev. Letters», 1970, v. 26, № 2, pp. 61—63.

12. Cohen E. R., Dumond J. W. M. Our knowledge of the fundamental constants of physics and chemistry in 1965. — «Rev. of Modern», 1965, v. 37, pp. 537—594.

Поступила в редакцию

10/X 1972 г.

ПУТИ ПОВЫШЕНИЯ ТОЧНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ КОНСТАНТ
ЭКРАНИРОВАНИЯ И СПИН-СПИНОВОЙ СВЯЗИ ЯДЕР В МОЛЕКУЛАХ

Точность измерения самых тонких эффектов в веществе, в частности констант экранирования и констант спин-спиновой связи ядер в молекулах с помощью спектрометров ядерного магнитного резонанса, ограничена главным образом величиной неоднородности постоянного магнитного поля исследуемого образца. В приборах с наивысшей разрешающей способностью можно создать магнитное поле $B_z(x, y, z)$, отличающееся по величине не более, чем на 10^{-9} — 10^{-10} в объеме до $0,1 \text{ см}^3$. Первые шесть порядков такой высокой однородности поля достигаются путем максимально точного изготовления геометрических параметров магнита; остальные три—четыре порядка должны достигаться за счет компенсации остающихся неоднородностей поля в зазоре магнита полем специально рассчитанных токовых контуров.

В отечественных и зарубежных спектрометрах ядерного магнитного резонанса используют компенсирующие токовые контура, основанные на расчетах Андерсона [1] либо Голея [2], позволяющие осуществлять компенсацию неизвестного как по величине, так и по закону распределения неоднородного магнитного поля $B_z(x, y, z)$ с помощью небольшого числа взаимно независимых регулировок силы тока в контурах. Указанные расчеты справедливы лишь для сильно насыщенных магнитов, где магнитная проницаемость материала становится близкой к магнитной проницаемости воздушного зазора. В этом случае можно брать в расчет лишь поле компенсирующих токов и полностью пренебречь влиянием на компенсацию полей, наводимых этими токами в окружающей магнитной среде. В работе Примааса и Гюнтхарда [3] путем громоздких преобразований найдено в аналитически сложном виде поле двух круглых витков, симметрично расположенных в зазоре магнита, и получено значение радиуса витка, дающего с точностью до градиентов шестого порядка квадратичное аксиально-симметричное поле.

В исследованиях [1—3] не ставилась задача компенсации неоднородных полей, знак градиента которых меняется в объеме образца, и не предложено эффективных путей повышения ортогональности регулировок, третьего и четвертого порядка. В данной статье представлены результаты исследований, выполненных авторами в этих направлениях.

Измерить распределение магнитного поля в объеме $0,1 \text{ см}^3$ с точностью до десятого знака, а затем рассчитать токовые контуры, компенсирующие эту неоднородную часть, невозможно и нецелесообразно. До сих пор приходится компенсировать токами неизвестную и в значительной степени произвольную $B_z(x, y, z)$ компоненту магнитного поля. Кроме вращения образца, усредняющего неоднородность магнитного поля лишь в плоскости, перпендикулярной оси вращения y , других путей повышения однородности магнитного поля пока не предложено. Использование вращения образца для устранения боковых полос от вращения тоже требует токовой компенсации градиентов большой величины.

Из теории поля следует, что, с одной стороны, в зазоре магнита вне токов могут существовать лишь поля, удовлетворяющие уравнению Лапласа; с другой стороны, любое такое неизвестное неоднородное поле может быть компенсировано с помощью полного набора ортогональных полей путем независимой регулировки силы тока в соответствующих контурах. Таким образом в плоском случае ($y=r \cos \varphi$, $z=r \sin \varphi$) является, например, набор полей

$$B_z = B_n r^n \cos n\varphi; \quad B_z = B_n' r^n \sin n\varphi \quad (n=0, 1, 2, 3, 4 \dots) \quad (1)$$

где амплитуды B_n и B_n' (величина градиента) не зависят от координат и пропорциональны силе тока в контуре, создающем соответствующую гармонику. Очевидно, что выражения (1) — это решения уравнения Лапласа и что

любое другое решение является просто суммой всех или части полей (1) в силу полноты и математической ортогональности набора. Это аналогично разложению в ряд Фурье величин, зависящих от времени. Процесс компенсации ортогональными гармониками связан с подбором силы тока, т. е. с величинами коэффициентов разложения. Если компенсирующее устройство даст из-за некоторой неортогональности, например, поля величиной до 0,1% других гармоник, то, вообще говоря, оно способно улучшить однородность лишь до этой степени, а дальше ухудшит ее.

Как показывает опыт, для реальных магнитов в спектроскопии ядерного магнитного резонанса заметно улучшают однородность лишь гармоники до $n=4$ или до $n=2$, причем для устранения боковых полос при наличии вращения обычно достаточно из правого набора (1) лишь гармоники с $n=1$. С практической точки зрения выгоднее ее меньшее число более эффективных гармоник. Подстройка разрешения по виду хорошо разрешенного спектра образцового вещества или по числу пиков при быстром прохождении узкой линии — операция довольно трудоемкая и эффективна лишь при больших, заметных на глаз улучшениях в спектре. Запишем эти первые гармоники в виде

$$\begin{aligned} n=1 & B_x = r \cos \varphi = y, & B_z = r \sin \varphi = z; \\ n=2 & B_x = r^2 \cos 2\varphi = y^2 - z^2, & B_z = r^2 \sin 2\varphi = yz; \\ n=3 & B_x = r^3 \cos 3\varphi = y(y^2 - 3z^2), & B_z = r^3 \sin 3\varphi = z(z^2 - 3y^2); \\ n=4 & B_x = r^4 \cos 4\varphi = y^4 - 6y^2z^2 + z^4, & B_z = r^4 \sin 4\varphi = yz(y^2 - z^2). \end{aligned} \quad (2)$$

Переход к трехмерному пространству связан с добавлением гармоник, повернутых на 90° ($y \rightarrow x$, второй плоский случай), и гармоники xy . Все названные компенсирующие поля имеют в объеме образца градиент постоянного знака, т. е. предназначены для компенсации крупномасштабных по сравнению с размерами образца причин неоднородности, таких как непараллельности и кривизна поверхности полюсных наконечников, асимметрия левой и правой половинки магнита и т. п. Из-за малости размеров образца по сравнению с размерами зазора магнита, так как $r \ll 1$, величина неоднородностей этого типа довольно быстро убывает с ростом порядка гармоник. По-видимому в этом заключается одна из причин неэффективности гармоник высшего порядка из набора (1). Помимо улучшения разрешения, компенсаторы набора (1) можно эффективно использовать для настройки магнита, выяснения и устранения тех или иных причин сильной неоднородности при его настройке.

Другая причина неэффективности остальных гармоник набора (1) состоит в том, что в реальных магнитных даже при разрешениях, несколько лучших, чем $5 \cdot 10^{-3}$, возможно появление неоднородных полей, градиент которых меняет знак на расстояниях порядка размера образца. Примером

служат поля $B_x = B(z) \sin ky$, где $k = \frac{2\pi}{h}, \frac{4\pi}{h}, \frac{6\pi}{h}$ и т. д., h — высота

образца. Для компенсации таких неоднородностей набор (1) не эффективен с практической точки зрения, так как требуются многие регуляторы, каждый из которых лишь понемногу улучшает разрешение. Кроме того, сказывается неполнота имеющегося набора компенсаторов. Причина периодических неоднородностей — проявление структуры материала, дефекты механической и термической обработки, сравнимые с размерами образца, остаточные поля реальных компенсаторов, созданных по формулам (2). В этом случае не следует увеличивать число регуляторов (1), а добавить две — три первые гармоники из другого возможного полного ортогонального набора, также удовлетворяющего уравнению Лапласа, набора не усредненного до нуля вращением вокруг оси y

$$B_x = B_k \cos ky \operatorname{ch} kz; \quad B_z = B_k' \sin ky \operatorname{ch} kz; \quad k = \frac{2\pi}{h}, \frac{4\pi}{h}, \frac{6\pi}{h}, \dots \quad (3)$$

Периодические компенсаторы могут служить средством контроля величины подобных неоднородностей. Ортогональность гармоник (3) друг к другу

очевидна, но они не ортогональны к гармоникам (2), что создает определенные трудности при ихстройке.

Необходимо остановиться на вопросах создания системы токов, имеющих поля (1) или (3). Зная магнитный потенциал внутри и вне поверхности, по которой течет ток, и сшивая их на границе так, чтобы выполнялись необходимые граничные условия, найдем, что поля (1) создаются во всем объеме внутри цилиндра, параллельного оси x , если по его поверхности течет ток соответственно:

$$j_x = j_0 \cos(n+1)\varphi \quad \text{или} \quad j_x = j_0 \sin(n+1)\varphi. \quad (4)$$

Создание таких распределений токов возможно; их ценное свойство — одинаковость градиента в большом объеме, главный недостаток — затрудненность доступа к образцу, а также необходимость вращать образец вокруг оси y . Для цилиндра, параллельного оси y , обе эти трудности отпадают, и простое распределение тока в этом случае получается лишь для гармоник, угловых значений вращения до нуля. Поэтому приходится идти по пути использования систем токов на полусах ($\pm z_0$), которые принципиально не могут дать поля с одной гармоникой.

Расположение проводников с токами в плоскости $\pm z_0$ рассчитывают [1] так, чтобы вблизи центра зазора в месте расположения исследуемого вещества побочные гармоники были малы. Для не очень сложных систем токов по боковые гармоники можно уменьшить в 100–1000 раз. Набор ортогональных полей (3) можно создать во всем зазоре с помощью токов $j_x = j_0 \sin ky_0$ или $j_x = j_0 \cos ky_0$ в плоскостях $\pm z_0$. Амплитуда B_k в этом случае пропорциональна j_0 и e^{-kz_0} , т. е. быстро спадает с расстоянием. Периоды тока и поля совпадают, но по фазе они сдвинуты на $\pi/2$.

Следует обратить внимание на то, что если при высоте образца $h=15$ мм изготовить несколько гармоник (3) с синусоидальным распределением плотности тока несложно, то при $h=3$ мм можно создать синусоидальное распределение плотности тока лишь для первых двух — трех гармоник. Легко показать, что даже решетка одинаковых токов j_x при $z = \pm z_0$ с расстоянием между соседними проводниками создает в зазоре набора (3) периодическое поле с периодом a .

$$B_z = \sum_{k=-\infty}^{k=+\infty} \frac{y - ka}{(y - ka)^2 + (z - z_0)^2} = \frac{\pi \sin \frac{2\pi}{b} y}{\operatorname{ch} \frac{2\pi}{b} (z - z_0) - \cos \frac{2\pi}{b} y}. \quad (5)$$

При $b \ll z_0$ вторым слагаемым в знаменателе можно пренебречь. Это открывает большие возможности для реализации набора (3). Влияние окружающей магнитной среды на конструкцию ортогональных компенсаторов (3) можно не учитывать. Ниже будет показано, что поле тока $j_x = j_0 \sin ky_0$ при $z = \pm z_0$ оказывается равным

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\sin ky_0 \operatorname{sh} \frac{\pi}{z_0} (y - y_0)}{\cos \frac{\pi}{z_0} z + \operatorname{ch} \frac{\pi}{z_0} (y - y_0)} dy_0 = -2z_0 \frac{\operatorname{ch} kz}{\operatorname{sh} kz_0} \cos ky,$$

т. е. магнитная среда не изменяет зависимости от z и y .

Прямолинейные дискретные токи широко используются в серийных спектрометрах для создания ортогональных полей (2). Оптимальные параметры конструкций, дающих конкретные гармоники (2), впервые были рассчитаны Андерсоном [1]. В настоящей работе такого рода системы рассчитаны с учетом влияния окружающей магнитной среды путем учета всех зеркальных отражений токов в плоскостях $\pm z$.

Следует обратить внимание на то, что ортогональность полей, создаваемых дискретными токами, получалась за счет их симметрии. Так, четыре од-

наковых по величине и направлению тока, расположенных в точках $\pm y_0$, $\pm z_0$

$$I_k(y_k, z_0) = I_k(y_k, -z_0) = I_k(-y_k, z_0) = I_k(-y_k, -z_0) \quad (6)$$

из-за симметрии задачи могут дать при любом y_0 лишь левый набор гармоник с нечетными n . Если

$$I_k(y_k, z_0) = I_k(y_k, -z_0) = -I_k(-y_k, z_0) = -I_k(-y_k, -z_0), \quad (7)$$

то поле будет четной функцией y и z и будет содержать лишь гармоники с четным n первого набора (2). При

$$I_k(y_k, z_0) = -I_k(y_k, -z_0) = -I_k(-y_k, z_0) = I_k(-y_k, -z_0) \quad (8)$$

поле является суммой полей второго набора с нечетными n . И, наконец, при

$$I_k(y_k, z_0) = -I_k(y_k, -z_0) = I_k(-y_k, z_0) = -I_k(-y_k, -z_0) \quad (9)$$

поле является суммой полей второго набора с четными n .

Учет зеркальных отражений не изменяет такого рода симметрии и, следовательно, не нарушает взаимной ортогональности четырех групп компенсаторов. Если, например, необходимо независимо компенсировать линейный и кубический градиент вдоль оси вращения или квадратичный градиент и градиент четвертого порядка в этом же направлении, то соотношения параметров y_k и I_k при учете полей зеркальных отражений заметно нарушаются. Были проведены и экспериментально подтверждены такого рода расчеты и найдены правильные соотношения параметров для всех гармоник (1) до четвертого порядка включительно. Это оказалось возможным благодаря замене медленно сходящегося ряда при суммировании полей зеркальных отражений токов его точным выражением через элементарные функции. Например, два одинаковых по величине и направлению тока в точках (y_0, z_0) и $(y_0, -z_0)$ с учетом всех зеркальных отражений по закону Био-Савара создают поле

$$B_z = B_0 \sum_{k=-\infty}^{k=\infty} \frac{(y - y_0)}{(y - y_0)^2 + [z + (2k - 1)z_0]^2} = \frac{B_0}{2z_0} \frac{\operatorname{sh} \pi(\eta - \eta_0)}{\operatorname{cosh}^2 \zeta + \operatorname{ch} \pi(\eta - \eta_0)} \quad (10)$$

где $\eta = \frac{y}{z_0}$; $\eta_0 = \frac{y_0}{z_0}$; $\zeta = \frac{z}{z_0}$

Для токов в точках $(-y_0, z_0)$ и $(-y_0, -z_0)$ получаем ту же функцию, но с заменой $(\eta - \eta_0)$ на $(\eta + \eta_0)$. Сумма и разность таких двух функций дают соответственно поле основного структурного элемента для реализации соответственно нечетных и четных гармоник первой группы набора (1). В первом случае B_z нечетная функция y и четная z . Коэффициенты разложения рассматриваемого поля по гармоникам соответствующей симметрии набора (1) легко найти как коэффициенты разложения в ряд Маклорена около точки $y=0$ функции

$$B_z \Big|_{z=0}^{(y)} = \frac{B_0}{2z_0} \left\{ \operatorname{th} \frac{\pi}{2} (\eta - \eta_0) \pm \operatorname{th} \frac{\pi}{2} (\eta + \eta_0) \right\}, \quad (11)$$

представляющей поле в плоскости $z=0$. Учитывая, что эти коэффициенты являются градиентами соответствующего порядка, запишем:

для нечетных градиентов (верхний знак)

$$\begin{aligned} \nabla_{y1} &= \frac{\pi^2 B_0}{2z_0^2} (1 - A); & \nabla_{y3} &= \frac{1}{2!} \frac{\pi^4 B_0}{2z_0^4} (1 - A)(1 - 3A); \\ \nabla_{y5} &= \frac{1}{5!} \frac{\pi^6 B_0}{2z_0^6} (1 - A)(15A^2 - 15A + 2); \\ \nabla_{y7} &= \frac{1}{7!} \frac{\pi^8 B_0}{4z_0^8} (1 - A)[21A(15A^2 - 25A + 11) - 17]; \end{aligned} \quad (12)$$

для четных градиентов (нижний знак)

$$\nabla_{y_0} = \frac{\pi B_0}{z_0} 2A^{1/2}; \quad \nabla_{y_2} = -\frac{1}{2l} \frac{\pi^2 B_0}{z_0} A^{1/2} (1-A);$$

$$\nabla_{y_4} = \frac{1}{4l} \frac{\pi^2 B_0}{z_0} A^{1/2} (1-A)(2-3A); \quad (12)$$

$$\nabla_{y_6} = \frac{15}{6l} \frac{\pi^2 B_0}{2z_0} A^{1/2} (1-A)(45A^2 - 60A + 17).$$

где $A_k = \text{th}^2 \frac{\pi \gamma_k}{2}$. Используя (12) и (13), можно легко сконструировать компенсатор с нужной гармоникой (1) с погашением всех предшествующих и одной — двух последующих гармоник. Так, система из восьми проводов с токами, удовлетворяющими условию (7), создает при $I_1 = -I_2$ поле для компенсации линейного градиента с равным нулю следующей кубической гармоникой, если $A_1 + A_2 = 4/3$. Это, возможно, в диапазоне $0,4191 < \eta < 0,7297$, при этом η_2 изменяется от бесконечности до 0,7297. В исследованном макете $y = 0,4208 z_0$, $y_2 = 2,4242 z_0$. Та же система токов при

$$A_1 = \frac{A_1 - 3/5}{3A_1 - 1}, \quad I_1 = \frac{(1 - A_2)(1 - 3A_2)}{(1 - A_1)(1 - 3A_1)} \quad (14)$$

в возможном диапазоне $0 < A_1 < 1/5$ позволяет компенсировать линейный градиент при отсутствии гармоник как третьего, так и пятого порядка, т. е. имеет расчетную ортогональность еще на порядок лучшую. Если

$$A_1 + A_2 = 1; \quad I_1 = \frac{A_1}{A_2} \quad (15)$$

то эта же система токов дает поле, распределенное в пространстве по законам $(y^2 - 3z^2y)$ без линейного градиента и градиента пятого порядка; остальные градиенты имеют величину $\sim 1\%$. В макете для этого компенсатора было взято $\eta_1 = 0,3497$, $\eta_2 = 0,8384$, а отношение токов подстраивалось экспериментально до полной ортогональности линейной и кубической гармоник. Полученное значение 0,346 оказалось очень близким к расчетному значению отношения токов 0,333. Это свидетельствует о правильном описании моделью реальных условий. Без учета влияния полюсов [1] такого хорошего совпадения получить не удалось.

Аналогично для компенсации квадратичной гармоники без создания постоянного поля и гармоники четвертого порядка требуется, чтобы

$$A_1 + A_2 = \frac{5}{3}; \quad I_1 = \frac{A_1^{1/2}}{A_2^{1/2}} \quad (16)$$

для системы из восьми токов с симметрией (8). На макете исследованы значения $\eta_1 = 0,7486$, $\eta_2 = 1,7562$. Для создания компенсатора градиента 4-го порядка, не создающего ни постоянного поля, ни квадратичного градиента, и градиента, 6-го порядка, необходима система из 12 токов с симметрией (8)

$$A_1 + A_2 = \frac{7}{3} \quad (\text{условия } \nabla_{y_0} = 0);$$

$$\frac{I_2}{I_1} = \sqrt{\frac{A_1 (A_2 - A_1)}{A_2 (A_2 - A_2)}}, \quad \frac{I_3}{I_1} = \sqrt{\frac{A_1 (A_2 - A_1)}{A_2 (A_2 - A_2)}}$$

Нами были выбраны значения $\eta_1 = 0,6274$, $\eta_2 = 0,8651$, $\eta_3 = 2,1274$.

Для гармоники $B_2 = Br \sin \varphi = z$ с учетом влияния полюсов следует использовать четыре провода с симметрией (9) при $y_1 = 0,9834 z_0$, вместо $y_1 = z_0$ для случая, когда не учитывается влияние полюсов. При учете влияния полюсов для полюсов градиентов получаются более простые выражения, чем в первом случае.

Поэтому удалось рассчитать также и более сложные конструкции компенсаторов, осуществляющих компенсацию в больших объемах или в магнитах с меньшим зазором. Создание компенсаторов с помощью печатного монтажа позволяет избавиться от трудоемкого ручного изготовления, неизбежных при этом ошибок и неточностей.

За двадцать лет существования спектроскопии ядерного магнитного резонанса разрешающая способность прибора выросла в 1000 раз и достигла при отдельных измерениях $5 \cdot 10^{-10}$. При улучшении разрешающей способности получена новая и более точная информация о константах вещества. Во многих случаях естественная ширина линии поглощения ядер в молекулах из-за неоднородности поля остается по-прежнему узкой по сравнению с аппаратурным уширением. Очевидно предлагаемые в данной статье методы могут быть полезными для дальнейших исследований в этом направлении.

ЛИТЕРАТУРА

1. Anderson W. A. Electrical Current Shims for Correcting magnetic Fields. — «Rev. Sci. Instr.», 1961, v. 32, № 3, pp. 241—250.
2. Golay M. J. E. Field Homogenizing Coils for Nuclear Spin Resonance Instrumentation. — «Rev. Sci. Instr.», 1958, v. 29, № 4, pp. 313—315.
3. Golay M. J. E. Magnetic Field Control Apparatus. Патент США № 324—05, № 3515979, с. 1—24.
4. Primas H., Günthart H. Herstellung sehr homogener axialsymmetrischer Magnetfelder. — «Helv. Phys. Acta», 1957, v. 30, № 4, pp. 331—346.

Поступило в редакцию
30/X 1972 г.

УДК (537.79 : 539.144.4) : 681.142

Б. В. Семков
ВНИИМ

МЕТОДЫ И ПРОГРАММЫ РАСЧЕТА НА ЭЦВМ КОНСТАНТ ПРЯМОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МАГНИТНЫХ МОМЕНТОВ ЯДЕР В ОРИЕНТИРОВАННЫХ МОЛЕКУЛАХ

Количественные данные о расстояниях и углах между ядрами в молекулах известных и вновь синтезируемых веществ получают путем измерений принципиально различными физическими методами, что очень важно для оценки достоверности этих данных. Среди таких методов следует выделить рентгеноструктурный анализ, микроволновую и инфракрасную спектроскопию, спектроскопию ядерного магнитного резонанса ориентированных молекул. Последний является наиболее точным, быстрым и простым. Наиболее трудоемкая часть в нем — расчет констант прямого взаимодействия магнитных моментов ядер для ориентированных молекул, дающих сложные спектры. В настоящей работе показано, как модифицировать и использовать простые программы [1, 2] для ЭЦВМ в этих случаях. Положения и форма линий в спектре ЯМР ориентированных жидким кристаллом молекул могут быть измерены современными спектрометрами ЯМР с точностью до 0,1 Гц и выше при расстояниях между линиями до нескольких тысяч герц. Эффективных способов получения очень узких линий при растворении в жидком кристалле пока не разработано и линии обычно имеют полуширину в несколько герц. В этих условиях путем расчета констант на ЭЦВМ из сложных спектров, содержащих много линий, можно получить значения констант с погрешностью, в несколько раз меньшей полуширины линии. При ЯМР измерениях длин и углов в молекуле квант $h\nu_0$, действующий на измеряемое ядро в процессе измерения в 1000 раз меньше, чем воздействие при других методах измерения. Он

может изменить лишь ориентацию спина ядра, не сдвигая самого ядра, т. е. пригоден для измерения расположения в молекуле даже слабо связанных в ней легких ядер — протонов.

В данной работе на примере молекул ацетальдегида и метилформиата показано отнесение линий в спектре, этапы расчета констант и возможные при этом трудности. Поскольку данные о ЯМР спектрах и константах названных молекул в ориентированном состоянии отсутствуют, а положение протонов СН-группы обычными методами структурного анализа определить не удалось, поэтому полученные численные данные представляют также самостоятельный интерес.

Растворенные в жидком кристалле молекулы оказываются частично ориентированными за счет взаимодействия с растворителем. С другой стороны, при изучении энергетических переходов, связанных с магнитными моментами ядер, молекулы можно рассматривать как изолированные магнитные системы. Слабая связь таких систем с окружением (процессы релаксации) приведет, кроме того, к уширению уровней энергии и спектральных линий.

Оператор Гамильтона, описывающий взаимодействие магнитных моментов ядер с внешним полем H_0 и друг с другом, для ориентированных молекул имеет вид

$$\hat{H} = -H_0 \sum_j \gamma_j (1 - \sigma_j) \hat{z}_{jz} + \sum_{j < k} D_{jk} [3\hat{z}_{jk} \hat{z}_{kz} - \hat{z}_{jz} \hat{z}_{kz}] + \sum_{j < k} J_{jk} \hat{\sigma}_j \hat{\sigma}_k \quad (1)$$

$$D_{jk} = \frac{h\gamma_j \gamma_k}{2\pi r_{jk}^3} \frac{1}{2} (1 - 3 \cos^2 \theta_{jk}), \quad (2)$$

где γ_j , σ_j , $\hat{\sigma}_j$ — соответственно гиромагнитное отношение, константа экранирования и оператор спина ядра j ; r_{jk} и θ_{jk} — расстояния между ядрами в молекуле и углы, которые образуют вектора r_{jk} с направлением поля H_0 , принятым за ось z .

Первая сумма является энергией магнитных моментов ядер во внешнем поле H_0 и добавочном внутреннем поле в месте расположения ядра $H_0 \sigma_j$, вторая сумма — энергией прямого взаимодействия спиновых магнитных моментов ядер через пространство с точностью до членов, не влияющих на спектры ЯМР. Третья сумма — энергии косвенного взаимодействия спиновых магнитных моментов ядер в молекуле через электронную оболочку путем ее поляризации; D_{jk} и J_{jk} — константы прямого и косвенного взаимодействия (связи) магнитных моментов ядер, постоянные для молекулы величины, характеризующие ее строение. Поскольку среднее значение $\cos^2 \theta_{jk}$ при равной вероятности всех ориентаций равно $1/3$, константы $D_{jk} \neq 0$ лишь для ориентированных молекул.

Точное решение на ЭЦВМ стационарной задачи для системы сильно взаимодействующих спинов с гамильтонианом (1) в случае ориентированных молекул требует значительно чаще, чем в изотропных жидкостях при $D_{jk} = 0$. В этом случае, как правило, из-за больших D_{jk} нельзя пренебрегать недиагональными элементами матрицы состояний и использовать приближенными методами анализа спектров, как в случае спектров первого порядка для изотропных жидкостей. Программа нахождения частот и интенсивностей линий ЯМР спектра ориентированных молекул по заданным значениям констант σ_j , D_{jk} , J_{jk} ($j=1, 2, \dots, n$) может быть получена из соответствующей программы, описанной в работе [1]. При этом без изменений могут быть использованы алгоритм формирования системы базисных мультипликативных волновых функций, алгоритм нахождения собственных значений и собственных векторов матрицы состояний методом ликвидации наибольшего недиагонального элемента, алгоритм расчета частот и интенсивностей разрешенных переходов, а также система нумерации переходов. Должен быть изменен алгоритм формирования матрицы состояний.

Из выражения (1) видно, что для этого достаточно при формировании диагональных элементов записать и соответствующие члены не J_{jk} , а $(J_{jk} - D_{jk})$. При формировании диагональных элементов соответственно вместо J_{jk} должно использоваться $(J_{jk} + 3D_{jk})$. В описании и во входные данные добавляется массив $D[1:6, 1:6]$. Модифицированный подобным образом программа обеспечивает расчет ЯМР спектра ориентированных молекул, содержащих до шести магнитных ядер независимо от наличия или отсутствия симметрии молекул. Объем программы 1200 слов. Время расчета на ЭЦВМ М-222 спектра молекулы, содержащей четыре магнитных ядра не более 2 мин., пять ядер — не более 5 мин. Может быть задана любая точность расчета положений линий и их интенсивностей. Для анализа экспериментальных спектров, а также с точки зрения экономии машинного времени для положительных линий достаточна точность 0,1 Гц ($10^{-3}\%$), для интенсивностей — 0,1%.

Очень полезной модификацией рассмотренной программы является ее использование в режиме автоматического ступенчатого изменения констант (например через 50 Гц) на входе с перебором ступенями всех возможных сочетаний величин констант во всем диапазоне их изменения. При этом на выходе ведется сравнение участка расчетных спектров с соответствующими участками экспериментальных. На печать выданы наборы констант и линий для которых расчетное распределение поглощения по шкале частот близко к экспериментальному. Такая программа позволяет применить стандартную процедуру машинной обработки спектров для самой трудной ее части, т. е. для определения ориентировочных значений констант и отнесения линий к энергетическим переходам. Обычно такого рода задачу решала не машина, а сам исследователь.

Ориентировочные значения констант (σ_j ; D_{jk} ; J_{jk}) часто известны из значений констант, близких по строению молекул, из отнесения наиболее характерных линий экспериментального спектра к переходам, из расчета констант по формуле (2) для предполагаемого строения молекулы и т. д. С помощью таких значений по рассмотренной программе следует рассчитать спектр и сравнить его с экспериментальным. Если спектры близки и большому числу экспериментальных линий можно приписать номера определенных переходов, то можно использовать программу, обеспечивающую вариацию констант для получения наилучшего совпадения рассчитываемого спектра с экспериментальным. Если расчетный спектр не похож на экспериментальный или необходимо проверить единственность решения задачи, то следует сделать серию расчетных спектров для наборов констант, перекрывающих возможный диапазон изменения их значений.

В программу расчета значений констант, дающих спектр, наилучшим образом совпадающий с экспериментальным [1, 2], кроме указанных выше изменений необходимо ввести вариацию D_{jk} . В матрицу производных от энергий по варьируемым параметрам добавляются столбцы, соответствующие производным от каждого уровня по D_{jk} . Как видно из (1), формирование производных по D_{jk} аналогично формированию производных по J_{jk} , изменяются лишь численные коэффициенты в силу линейной зависимости элементов матрицы от констант. Можно использовать также прежний алгоритм формирования и решения системы нормальных уравнений. Погрешность значений констант после машинной обработки спектра за счет вариации значения константы к положению нескольких линий по методу наименьших квадратов для сложных спектров оказывается меньшей, чем погрешность отдельной линии.

Учитывая, что по сравнению с изотропными для ориентированных молекул число констант увеличилось, целесообразно указывать во входных данных, какие из констант следует варьировать. Остальные константы могут быть определены непосредственно из спектра, либо для первоначального расчета не должны варьироваться как слабо влияющие на основные черты спектра (например, J_{jk} по сравнению с D_{jk}), либо они должны быть связаны неварьируемым известным соотношением. Последний случай, например, имеет ме-

сто при обработке спектров одного вещества, снятого при нескольких температурах. Здесь отношения констант D_{jk} друг к другу сохраняются при изменении температуры.

Модифицированные указанным образом программы были отработаны и проверены на спектрах ориентированных молекул [3] и показали полное сов-

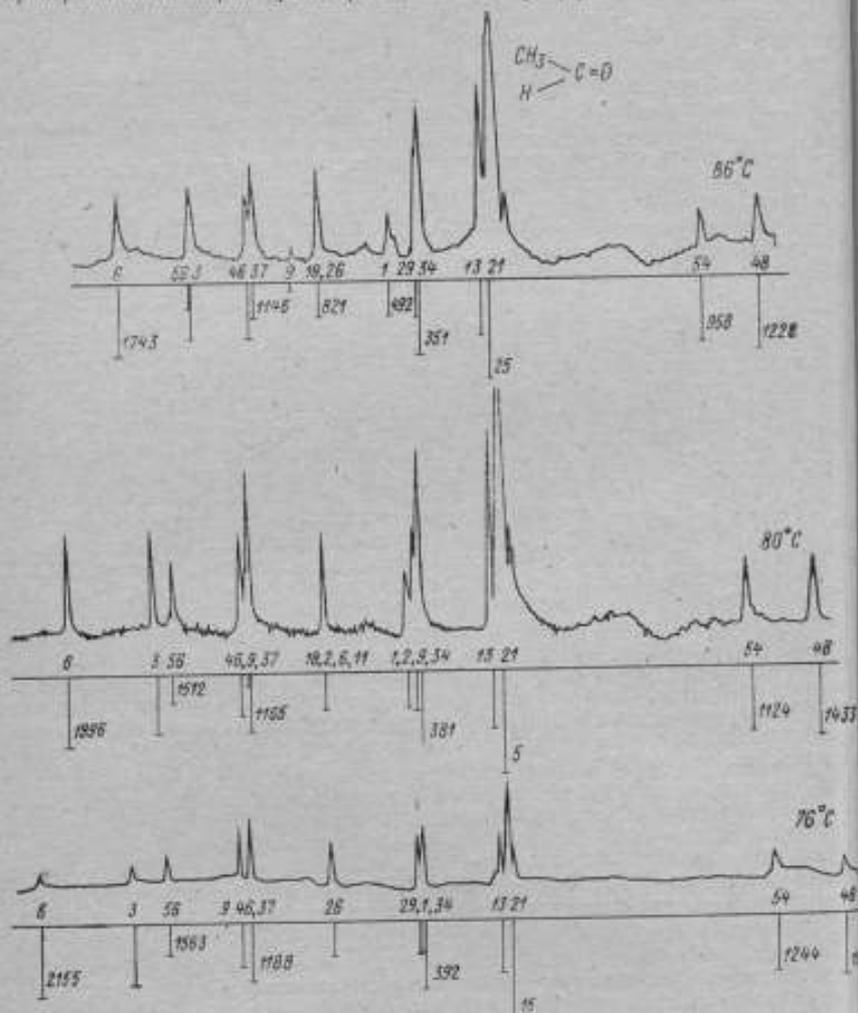


Рис. 1

падение результатов расчета. Как видно из (2), константы D_{jk} зависят лишь от фундаментальных констант h и γ , от расстояний между ядрами r_{jk} и от углов Θ_{jk} между векторами r_{jk} и H_0 . Уравнения (2) позволяют легко рассчитать все D_{jk} , если известны соответствующие r_{jk} и, наоборот, по определенным из ЯМР спектров значениям легко рассчитать r_{jk} и Θ_{jk} .

Константы косвенного взаимодействия J_{jk} связаны со строением молекулы более сложной зависимости, для точного расчета требуют значения волновых

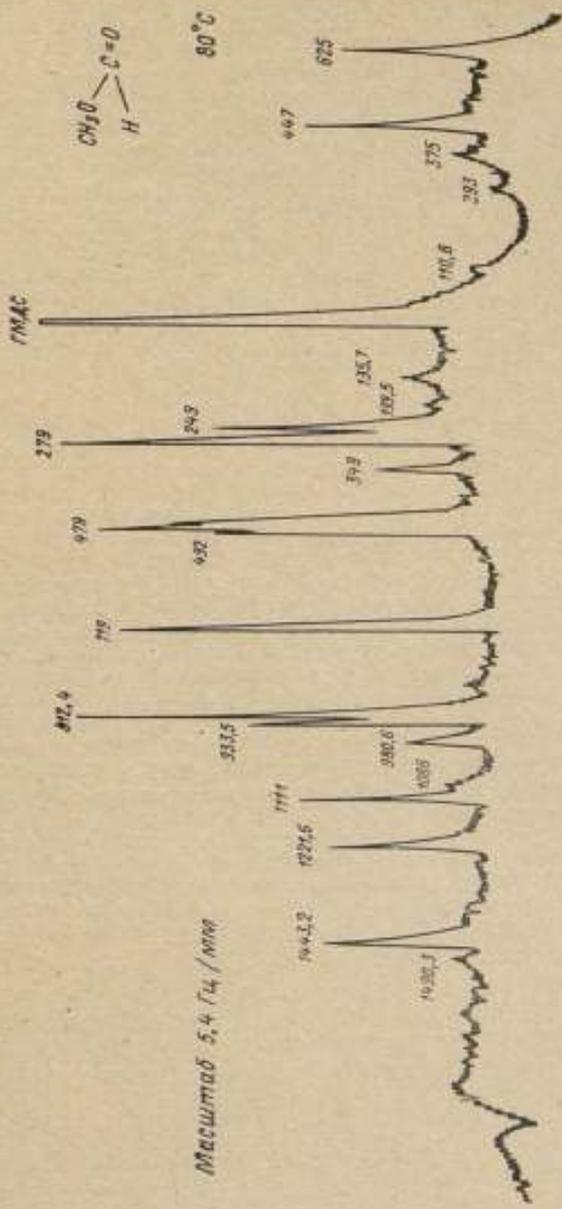


Рис. 2

функций возбужденных состояний молекулы, вероятности нахождения электрона связи в местах расположения ядер и т. д.

Следует отметить, что из ЯМР спектра ориентированных молекул можно определить лишь некоторые усредненные по возможным движениям молекулы и ее частей значения D_{jk} , r_{jk} и θ_{jk} . Поэтому в уравнении (2) должно быть взято среднее значение по таким движениям. Быстрое вращение отдельных групп ядер в молекуле (например, CH_3 -группы вокруг связи C—C) делает вращающиеся ядра эквивалентными, уменьшает число различных констант и упрощает спектр. Усреднение (2) по возможным тепловым движениям молекулы как целого ведет в силу дезориентирующего действия теплового движения к зависимости спектра от температуры. Сдвиг отдельных линий от изменения температуры на 1 К достигает сотен герц, что дает основание считать рассматриваемый метод одним из наиболее чувствительных для измерения и стабилизации малых изменений температуры. Благодаря зависимости спектра от степени ориентации молекул S (отношение числа ориентированных молекул к общему их числу) удастся измерять лишь отношения констант D_{jk} друг к другу, т. е. отношения расстояний и углы в молекуле. При этом S входящие в усредненное значение каждой из констант (2), сокращаются. Возможность абсолютного определения степени микропорядочности S на ЯМР спектров представляет ценность также для изучения межмолекулярных связей.

С помощью описанных выше методов и программ были определены константы и расшифрованы спектры ЯМР ориентированных ацетальдегида и метилформиата, строение молекул которых похоже. Для них хорошо известны лишь численные значения констант экранирования σ и косекового спин-спинового взаимодействия ядер J в неориентированном состоянии, причем спектр ацетальдегида широко используется для градуировки и проверки разрешающей способности спектрометров ЯМР. Из ИК и микроволновых спектров, а также из рентгенографических измерений для этих молекул получены численные значения большинства расстояний и углов между ядрами. На рис. 1 и 2 приведены спектры и структуры ориентированных ацетальдегида и метилформиата. Неизвестно положение протона CH -группы и соответствующее расстояние между протонами CH_2 и CH -группы (в метилформиате, возможно цис- и трансрасположение CH_2 -группы). Знак константы J , величина анизотропного вклада в J и σ , значения констант прямого взаимодействия A и B и также направление и степень ориентации молекулы могут быть получены из спектров ЯМР растворов исследуемых веществ в жидком кристалле.

Экспериментальные спектры сняты на спектрометре ЯМФ фирмы «Вариант» HA-100D в интервале 350—375K без вращения образца и системы накопления спектров. Отсчет положений линий производился от линии неориентированного внешнего образца гексаметилдисилоксана, которая использовалась также для стабилизации резонансных условий. Обработка спектров для расчета из них констант молекул проводилась на электронно-вычислительной машине ВНИИМ М-222. Результаты приведены в таблице.

Молекула	Т. К	$D(\text{CH}_2)^*$, Гц	$ \text{CH}_2, \text{H} ^*$, Гц	$\sigma(\text{CH}_2)^*$, Гц	$\sigma(\text{H})^*$, Гц
CH_3CHO	350	± 441	± 150	961	223
CH_2CHO	353	± 509	± 174	981	237
CH_3CHO	349	± 554	± 188	988	239
CH_2CHO	363	± 336	± 108	897	388
	358	± 358	± 120	850	414

* Среднее квадратическая погрешность измерения констант — 0,5 Гц.

В экспериментальном спектре могут быть измерены положения и интенсивности 13 линий, что достаточно для установления численных значений пяти констант, необходимых для описания спектра ЯМР ацетальдегида и метил-

формата по уравнению (1). Достоверность и единственность решений, приведенных в таблице, кроме того, подтверждена отсутствием других наборов констант, дающих расчетные спектры, близкие к экспериментальному во всем возможном диапазоне ступенчатого изменения их значений, а также поведением спектров при изменении температуры.

ЛИТЕРАТУРА

1. Семаков Б. В. Метод определения магнитных параметров ядер в молекулах из спектров ЯМР. — «Измерительная техника», 1969, № 11, с. 80—81.
2. Семаков Б. В. Некоторые вопросы измерения магнитных характеристик ядер в молекулярных объектах. Труды метрологических институтов СССР, 1971, вып. 120, с. 165—169.
3. Englert G., Saup S., Weber J. P. Protonenresonanzspektren orientierter Moleküle Acetylphenylverbindungen. — «Zeitschrift für Naturforschung», 1968, 23A, № 1, pp. 152—170.

Поступила в редакцию
10/X 1972 г.

УДК 539.14

В. Д. Воробьев, Л. К. Пекер
ВНИИМ

НЕЧЕТНО-НЕЧЕТНЫЕ ЯДРА С $N=29$ В МОДЕЛИ ОБОЛОЧЕК

В приближении модели оболочек свойства уровней нечетно-нечетных ядер во многом определяются взаимодействием внешних нуклонов. Определение энергий уровней ядер, содержащих несколько нуклонов сверх заполненных оболочек, связано с использованием сложных волновых функций, учитывающих смешивание конфигураций и другие эффекты. Так как ни вид этих функций, ни соответствующие взаимодействия обычно неизвестны, то несмотря на трудности таких расчетов, в них практически достигается только качественное описание энергий уровней. Поэтому представляет интерес найти обходные пути, которые позволили бы без усложнения волновых функций, но с использованием эффективного взаимодействия, с достаточной точностью описывать энергии уровней в мультиплетных многочастичных конфигурациях. Один из таких подходов связан с установлением соотношений между энергиями уровней простых и сложных ядер. Первым примером такого рода была связь между спектрами уровней частично-частичной и частично-дырочной конфигураций

$$E(J_1^{\pi_1}, J_2^{\pi_2}) \approx E(\bar{J}_1^{\pi_1}, \bar{J}_2^{\pi_2}), \quad (1)$$

где J_1, J_2 — угловые моменты внешних протонов и нейтронов, подтвержденная в парах ядер $^{39}\text{Cl} - ^{40}\text{K}$ и $^{93}\text{Nb} - ^{94}\text{Nb}$ [1, 2].

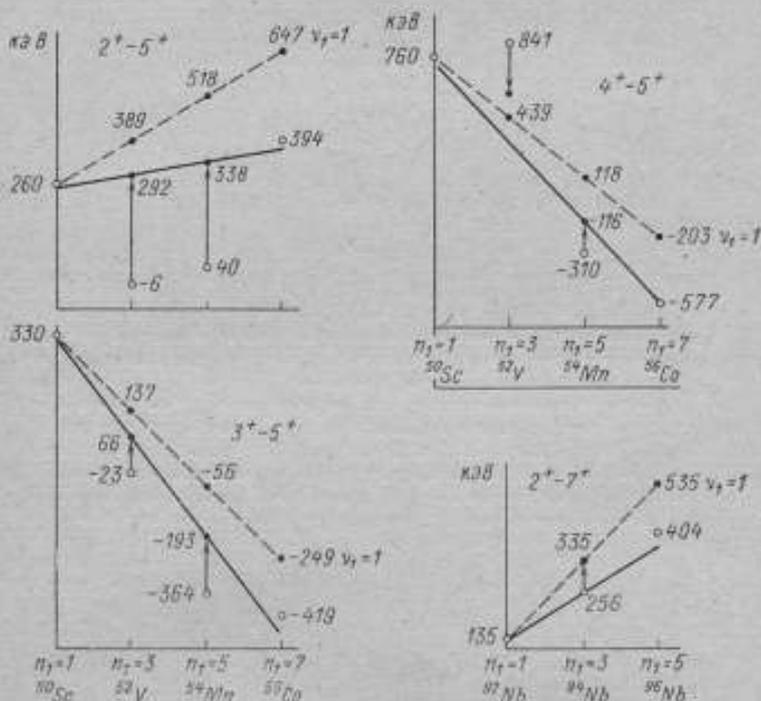
В работе [3] показано, что в ряде случаев выполняется более общее соотношение между энергиями уровней мультиплетов

$$E(J_1^{\pi_1}, \nu_1; I_1 = j_1; J_2^{\pi_2}; I) \approx E(\bar{J}_1^{\pi_1}, \bar{I}) \quad (\nu_1 = 1, 3, \dots, 2j_1), \quad (2)$$

если его дополнить учетом смещений, обусловленных смешиванием состояний с разницей ν_1 , I_1 (ν_1 — сеньорити, I_1 — спин группы нуклонов). Анализ экспериментальных данных обнаруживает, что соотношение (1) часто нарушается. До сих пор не существует простого способа учета этих нарушений или понимания их причин. В работе [4] эти нарушения потребовали рассмотрения многочастичных межнуклонных сил. Ниже показано, что в этом случае могут

существовать измененные соотношения типа (2) между энергиями уровней ядер; как и ранее, эти соотношения должны быть дополнены смещениями, учитывающими взаимодействие состояний. Энергии уровней нижних мультиплетов всех нечетно-нечетных ядер с $N=29$ следуют таким соотношениям с точностью 15 кэВ в смысле максимального среднего квадратического отклонения.

В работе исследуется характер отклонений энергий уровней конфигурации $[1f_{7/2}^{n_1} \nu_1 I_1 2P_{3/2}^2 I]$ ($n_1=1, 3, 5, 7$; $\nu_1=1, 3$; $I=2, 3, 4, 5$), рассчитанных с эффективным двухчастичным взаимодействием [5], от экспериментальных значений для ядер $^{52}_{23}\text{V}_{29}$, $^{54}_{25}\text{Mn}_{29}$, $^{56}_{27}\text{Co}_{29}$. Расчет не содержит свободных параметров, в качестве параметров эффективного двухчастичного взаимодействия использованы известные энергии уровней $^{51}_{21}\text{Sc}_{29}$.



Энергии уровней конфигураций $[1f_{7/2}^{n_1} \nu_1 I_1 2P_{3/2}^2 I]$ и $[1g_{9/2}, 2d_{5/2}^{n_1} I_1 I]$

○ — экспериментальные значения энергий уровней; ● — значения, полученные в результате вычисления из экспериментальных значений энергии величин смещенных состояний с $\nu_1=1+3$.

Смещение уровня 2^+ в ^{94}Nb составляет 4 кэВ.

Диагональные матричные элементы с $\nu_1=3$ вычислены с привлечением энергий уровней в ядрах $^{51}_{23}\text{V}_{28}$ ($7/2^-$, 0; $5/2^-$, 319; $3/2^-$, 927; $11/2^-$, 1603; $9/2^-$, 1809 кэВ) и $^{53}_{25}\text{Mn}_{28}$ ($7/2^-$, 0; $5/2^-$, 378; $3/2^-$, 1288; $11/2^-$, 1440; $9/2^-$, 1615 кэВ).

Энергия возбуждения уровня считается положительной величиной и отсчитывается от уровня с $I=5^+$.

Результаты исследования представлены на рисунке, где штриховая линия показывает изменения энергии невозмущенных уровней ($v_1=1$) с $I=2^+$, 3^+ , 4^+ относительно уровня 5^+ . Расположение точек с $n_1=1, 3, 5$ (черные кружки) определяет на рисунке сплошную линию и точка с $n_1=7$ оказывается вблизи нее. Как видно:

1) расхождение между сплошной и штриховой линиями, которое передает различие между экспериментальными и расчетными (с учетом смещений) значениями энергий уровней, линейно увеличивается с I , и достигает значения 200—350 кэВ в конце заполнения оболочки (^{56}Co);

2) существуют новые линейные зависимости, которые после учета смещений правильно связывают энергии уровней всех ядер с $N=29$. Экспериментальные значения энергий уровней ядер ^{50}Sc , ^{52}V , ^{54}Mn , ^{56}Co , исправленные на величину смещения, определяют эти прямые с минимальными средними квадратическими отклонениями 6,3; 9,0; 7,5 кэВ для уровней с $I=2, 3, 4$ соответственно. Энергии уровней, соответствующие этим прямым, приведены в таблице.

Энергии уровней конфигурации ($1f_{7/2}^2 v_1 I_1, 2p_{3/2}^2 I_2$)

Ядро	Эксперимент		Расчет ¹		Расчет ²
	I_1	E , кэВ	I_1	E , кэВ	E , кэВ
$^{50}_{21}\text{Sc}_{29}$	5^+	0	5^+		0
	2^+	260	2^+		254
	3^+	330	3^+		319
	4^+	760	4^+		762
$^{52}_{23}\text{V}_{29}$	3^+	0	3^+	48	0
	2^+	17	2^+	91	19
	5^+	23	5^+	0	18
	4^+	841	4^+	719	842 ³
$^{54}_{25}\text{Mn}_{29}$	3^+	0	3^+	0	0
	$2^+, 4$	54	4^+	151	18
		364	5^+	227	349
		404	2^+	447	394
$^{56}_{27}\text{Co}_{29}$	4^+	0	4^+	-203	0
	3^+	158	3^+	-249	144
	5^+	577	5^+	0	570
	2^+	971	2^+	647	948

¹ Учетна смесь состояний с $v_1=1$ и 2.

² То же с поправками на перенормировку эффективного p - n -взаимодействия в многочастичной системе. Поправки определены по прямым с минимальным средним квадратическим отклонением.

³ Получено при изменении знака перенормировочной поправки (см. рисунок).

Другой такой пример представляют изотопы Nb ($1g_{9/2}, 2d_{5/2}^2 v_1 I_1, I_2$). Все уровни $^{92, 94, 96}\text{Nb}$ хорошо следуют линейным соотношениям (2), кроме уровня 2^+ , который обнаруживает отклонения на 80 и 130 кэВ в ^{92}Nb и ^{94}Nb относительно уровня 7^+ соответственно [2, 3, 6]. Во всех трех изотопах положение уровня 2^+ следует новой прямой с максимальным средним квадратическим отклонением 8,3 кэВ.

Существование таких прямых означает, что для выбранных состояний в эффективного $p-n$ -взаимодействия в многочастичной системе возникает дополнительный эффект протон-нейтронного взаимодействия, не нарушающий двухчастичной природы взаимодействия, но изменяющий его величину и приводящий к линейному смещению невозмущенных уровней. Этот эффект не проявился в работах, использующих расширенное пространство, содержащее состояния нейтронов $J_{5/2}$ и $P_{1/2}$ [6-9]. Он является результатом влияния нулевых конфигурационных смесей и требует для своего воспроизведения более сложной волновой функции, включающей состояния поляризации осевого. В настоящей работе показано, что вместо этого можно пользоваться простой волновой функцией в сочетании с эффективным двухчастичным $p-n$ -взаимодействием, которое перенормируется при переходе к многочастичным системам ($n_i > 3$).

О характере перенормировки можно судить по тому факту, что только вигнеровские силы обнаруживают зависимость от числа частиц n_i в состоянии с $\nu_i=1$ [10]. В связи с этим можно изменить наклон любой прямой с $\nu_i=1$ на рисунке отсюда за счет изменения эффективных вигнеровских сил в парном $p-n$ -взаимодействии в многочастичной системе:

$$\Delta(\text{иг}\tau)(I) = -\frac{2}{2j_1-1} \Delta E_B^{\text{эфф}}(j_1^1 j_2^1 I), \quad (3)$$

где $\Delta E_B^{\text{эфф}}(j_1^1, j_2^1)$ — эффект перенормировки, не зависящее от n_i изменение вклада в энергию $p-n$ -взаимодействия эффективных вигнеровских сил в присутствии других частиц в состоянии $j_1^{n_i-1} \nu_i=0, I_i'=0$. Соответствующее изменение энергии уровня с $\nu_i=1$

$$\Delta E^{n_i} = \Delta E(j_1^{n_i}, \nu_i=1, j_2^1; I) = -\frac{n_i-1}{2} \frac{4}{2j_1-1} \Delta E_B^{\text{эфф}}(j_1^1, j_2^1 I) \quad (4)$$

пропорционально числу пар одинаковых нуклонов в состоянии с $I=0$. Полный вклад в энергию уровня с $\nu_i=1$ эффективных вигнеровских сил в многочастичной системе будет:

$$E_B(j_1^{n_i}, \nu_i=1, j_2^1; I) = \left[\frac{2j_1-1-2n_i}{2j_1-1} - \frac{n_i-1}{2} \frac{4}{2j_1-1} \frac{\Delta E_B^{\text{эфф}}(I)}{E_B^{\text{эфф}}(I)} \right] E_B^{\text{эфф}}(I), \quad (5)$$

где $E_B^{\text{эфф}}(j_1^1, j_2^1 I)$ — расщепление, вызываемое эффективными вигнеровскими силами в двухчастичном ядре.

По данным рисунка можно найти, что в соответствии с (4):

$$\left. \begin{aligned} \Delta E^{n_i}(I=2) &= -46(n_i-1) \text{ кэВ} \\ \Delta E^{n_i}(I=3) &= -34(n_i-1) \text{ кэВ} \\ \Delta E^{n_i}(I=4) &= -58(n_i-1) \text{ кэВ} \\ \Delta E^{n_i}(I=2) &= -41(n_i-1) \text{ кэВ} \end{aligned} \right\} \begin{array}{l} {}^{20}\text{Sc}_{97} - {}^{56}\text{Co}_{29} \\ {}^{92}\text{Nb} - {}^{96}\text{Nb} \end{array}$$

ЛИТЕРАТУРА

- Goldstein S. and Talmi I. Related jj -coupling configurations in ${}^{40}\text{K}$ and ${}^{36}\text{Cl}$. — «Phys. Rev.», 1956, v. 102, pp. 589-590.
- Comfort J. R., Maher J. V., Morrison G. C. and Schiffer J. P. g 9/2—d 5/2 interactions in ${}^{92}\text{Nb}$ and ${}^{96}\text{Nb}$. — «Phys. Rev. Letts», 1970, v. 25, № 6, pp. 383-386.

3. Воробьев В. Д., Пекер Л. К. и Харитонов Ю. И. Об одной закономерности в свойствах мультиплетов нечетно-нечетных ядер. — «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1971, т. 35, с. 2374—2379.

4. West D. O. and Koltun D. S. Effective-interaction theory of nuclear spectral relations. I. Particle-Hole relations. — «Phys. Rev.», 1969, v. 187, pp. 1315—1328.

5. De Shalit A. and Talmi I. Nuclear Shell theory. N. Y.-L., Acad. press, 1963. X, 573 p.

6. Journey E. T., Motz H. T., Sheline R. K., Spera E. B. and Vervier J. Energy levels and configurations in ^{90}Nb . — «Nucl. Phys.», 1968, v. A111, № 1, pp. 105—128.

7. Wells D. O. The energy levels of ^{90}Co . — «Nucl. Phys.», 1965, v. 66, pp. 562—576.

8. Vervier J. Effective nucleon-nucleon interactions in the nuclei with 29 and 30 neutrons. — «Nucl. Phys.», 1966, v. 78, pp. 497—552.

9. Horie H., Oda T. and Ogawa K. Effective neutron-proton interactions in the nuclei with N=29. In: Proc. Intern. Conf. on Nuclear Structure. Tokyo, 1967. J. Sanada (ed.), Phys. Soc. Japan. 1968, pp. 119—124.

10. Sliv L. A. and Kharitonov Yu. I. Residual interaction in atomic nuclei. In: Spectroscopic and group theoretical methods in physics. Block F (ed.). N. Y., 1968, pp. 275—289.

Поступила в редакцию
10/X 1972 г.

УДК 539.14

Л. К. Пекер, Э. И. Волянский
ВНИИМ

ДЕФОРМИРОВАННЫЕ СОСТОЯНИЯ В ЯДРЕ $^{117}_{51}\text{Sb}_{66}$

Исследование свойств ядер, в которых одновременно наблюдаются сферические и деформированные состояния, представляет большой интерес, так как позволяет изучать факторы, определяющие их равновесную форму. Особенно интересны в этом отношении магические и околomagические ядра, ибо свойства их состояний определяются небольшим числом частиц (дырок) и могут быть рассчитаны в рамках модели оболочек. До сих пор сосуществование сферических и деформированных состояний было обнаружено главным образом в ядрах области магических чисел $Z, N=8, 20$.

В области $Z=50$ указания на возможность такого сосуществования имелись только для ядер $^{115, 117}_{49}\text{In}$, нижние состояния которых несомненно сферические типа $g_{9/2}$ и $p_{1/2}$, а возбужденные уровни с $l=3/2+$ и $1/2+$ имеют спины и четности, времена жизни и статические квадрупольные моменты, более характерные для деформированных состояний.

Однако более наглядным критерием, указывающим на несферическую равновесную форму состояния, является существование связанной с ним ротационной полосы, в которой при $K \neq 1/2$ энергетические интервалы между уровнями растут по мере увеличения их спинов $I=K, K+1, K+2 \dots$ (K — проекция спина на ось симметрии ядра). Хорошо развитые ротационные полосы такого типа (с большим числом членов) обнаружены недавно в нечетных ядрах области $Z=20$: $^{43}_{21}\text{Sc}_{22}$ и $^{45}_{21}\text{Sc}_{24}$ (рис. 1).

Несколько неожиданной особенностью этих полос является то, что первый интервал больше второго. Однако эта необычная для ротационной поло-

сы особенность в ядрах Se качественно отражается расчетами спектра уровней частично-дырочной конфигурации $\{d_{5/2}^{-1}f_{7/2}^1\}$ [1].

В настоящей работе делается попытка найти аналогичные развитые ротационные полосы в нечетных ядрах вблизи магического числа $Z=50$. Наиболее подходящим для таких поисков является ядро $^{117}_{51}\text{Sb}_{66}$, в котором подобно

Sc_{22} сверх заполненных оболочек (подоболочек) имеется один протон и два нейтрона. Поэтому были заново рассмотрены экспериментальные данные о γ -спектрах, сопровождающих разрядку трехчастичного изомерного уровня $^{117}_{51}\text{Sb}_{66}$ с большим спином $I > 21/2$ и $T=340$ мкс из реакций $(\alpha, 2n)$.

На рис. 2 приведена реконструированная схема распада $^{117}_{51}\text{Sb}$, отличающаяся от схемы в работах [2, 3] положением двух слабых γ -переходов.

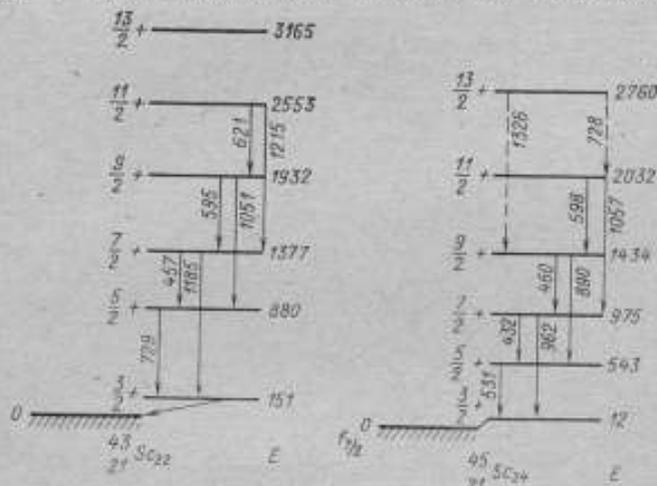


Рис. 1

В отличие от схем в работах [2, 3] можно предположить, что γ 753 кэВ связывает уровни 2624,5 и 1871,4 кэВ, а не уровни 2063 и 1311 кэВ, а γ 1090,0 не связывает уровни 2624,5 и 1534,5 кэВ и располагается в другом месте схемы. Заметим, что эти изменения не противоречат экспериментальным данным.

После такой модернизации в схеме четко выделяется группа уровней, входящая на ротационную полосу с $K=7/2^+$ (см. рис. 2). Большие интенсивности γ -переходов между соседними уровнями группы и относительно малые интенсивности переходов, связывающих уровни через один, а также то, что только верхний уровень группы заселяется при разрядке изомерного уровня с $I > 21/2$ характерны для случая, когда спины уровней группы растут с ростом энергии по закону $I=K; K+1; K+2; K+3, \dots$ и их четность одинакова. В этом случае появляются между соседними уровнями переходы главным образом типа M1 ($\Delta I=1$), а между уровнями через один — более медленные типа E2 ($\Delta I=2$). Как видно, первый интервал между нижними уровнями группы, как и в $^{43,45}_{21}\text{Sc}$ аномально велик, другие же интервалы растут с ростом спина.

Одним из важных критериев принадлежности уровней группы к одной и той же ротационной полосе является условие постоянства величины $C = A(I, K, L) \sqrt{\frac{B(M1)}{B(E2)}}$, где $B(M1)$ и $B(E2)$ — приведенные вероятности M1 и E2-переходов; A — величина, зависящая только от угловых

моментов. Действительно, $C = D \frac{g_R - g_K}{Q_0}$, где g_R и g_K — гиромагнитные отношения коллективного и нуклонного движений в ядре; Q_0 — внутренний квадрупольный момент ядра и константа D — одинаковы для всех уровней одной ротационной полосы.

В рассматриваемой полосе для уровня 2624 кэВ $I = 15/2^+$, $A \sqrt{\frac{B(M1)}{B(E2)}} = 0,42$; для уровня 2237,5 кэВ с $I = 13/2^+ - 0,40$; для уровня 1871,4 кэВ с $I = 11/2^+ - 0,37$.

Хотя погрешности в определении этой величины велики (из-за больших погрешностей в измерении интенсивностей слабых E2-переходов), полученные результаты указывают на ее приближительное постоянство.

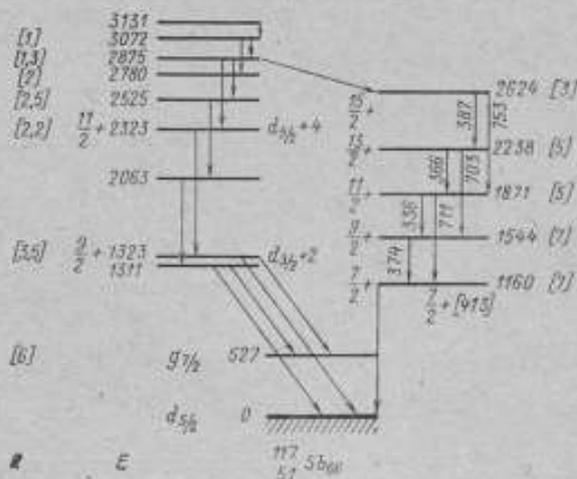


Рис. 2

Таким образом, данные о последовательности спинов, энергетических интервалов и величине $C = A \sqrt{\frac{B(M1)}{B(E2)}}$ согласуются с предположением, что рассматриваемая группа является ротационной полосой, подобной полосам в $^{43,45}\text{Sc}$.

В $^{117}\text{Sb}_{69}$ наблюдаются также уровни — аналоги сферических состояний ядра $^{118}\text{Sn}_{60}$ с $I = 2^+, 4^+$. Из рис. 2 видно, что группа сферических и деформированных состояний в ^{117}Sb в значительной степени изолирована друг от друга: γ -переходы, связывающие уровни обеих групп, либо вообще не обнаружены, либо значительно слабее γ -переходов внутри каждой из групп. Это свидетельствует о различии в структуре уровней двух групп. По-видимому, об этом можно судить по данным о различии в их заселении, в реакции ($\alpha, 2n, \gamma$) и после разрядки изомерного состояния ^{117}Sb . Величины отношения вероятностей заселения обоими способами R (см. рис. 2) показывают, что при распаде сферического трехчастичного изомерного состояния деформированные состояния заселяются с несколько меньшей вероятностью, чем непосредственно после реакции.

На основании изложенного выше можно прийти к выводу, что в ядре $^{117}_{51}\text{Sb}_{66}$ по-видимому имеет место сосуществование сферических и деформированных состояний.

Заметим, что наблюдаемое значение $\sigma_{\text{яд}}^{\text{яд}}/A$ и четности нижнего деформированного состояния $^{117}_{51}\text{Sb}$ 1160 кэВ $I=K=7/2^+$ совместимо со схемой Нильсона для области $z \sim 50$ только при отрицательных параметрах деформации ($\delta < 0$). В таком случае его можно характеризовать как нильсоновское состояние $7/2^+$ (413).

ЛИТЕРАТУРА

1. Gerace W. J. and Green A. M. The effect of deformed states in the Ca isotopes. — «Nucl. Phys.», 1967, v. A 93, pp. 110—132.

2. Heiser C., Brinckmann H. F., Fromm W. D. and Hagemann U. Ein Hochangeregter isomer Kernzustand in ^{117}Sb . — «Nucl. Phys.», 1970, v. A 145, pp. 82—88.

3. Kownacki J., Harms-Ringdale L., Sztarkier J. and Sawa Z. P. Levels in ^{48}Sc and ^{48}Ti studied by ^{42}Ca (α, p) ^{48}Sc and ^{42}Ca (α, n) ^{48}Ti reactions. Annual report. Research Institute for Physics, Stockholm, Sweden, 1970.

Поступила в редакцию

10/X 1972 г.

УДК 539.184

В. А. Балалаева, Б. С. Джеленов, И. Ф. Учеваткин, С. А. Шестопалова
ВНИИМ

^{173}Lu КАК НОВЫЙ ГРАДУИРОВОЧНЫЙ ИЗОТОП В ЯДЕРНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Необходимым этапом эксперимента при ядерно-спектроскопических исследованиях характеристик ядерного излучения является градуировка спектрометров по энергиям и интенсивностям для этого вида излучения. Градуировка осуществляется с помощью изотопов, у которых эти характеристики известны с высокой степенью точности и достоверности. Помимо этого основного условия, к градуировочным изотопам предъявляются дополнительные общие требования: достаточно большой период полураспада, сравнительно простые способы получения, а также наличие в спектрах излучения нескольких интенсивных одиночных линий, перекрывающих возможно больший энергетический интервал.

В настоящее время в β - и γ -спектроскопии используется в общей сложности более десяти градуировочных изотопов — так называемых калибровочных стандартов (^{22}Na , ^{60}Co , ^{89}Y , ^{137}Cs , ^{198}Au и др.). Большинство пригодно только для градуировки γ -спектров по энергиям, и лишь некоторые из них (^{140}Yb , ^{207}Bi и др.) — универсальны, т. е. могут быть использованы как для энергетической калибровки, так и для градуировки по интенсивности в β - и γ -спектрометрах. Если учесть, что каждый градуировочный изотоп имеет лишь несколько реперных линий в ограниченном интервале энергий, а также разную степень доступности, то очевидно, что нередко (при решении β -спектроскопических задач) трудно подобрать необходимые для данной экспериментальной задачи градуировочные источники. Поэтому увеличение числа доступных градуировочных изотопов облегчает их выбор и способствует в конечном итоге повышению точности и достоверности получаемых результатов.

Радиоактивный изотоп ^{173}Lu имеет большой период полураспада ($499 \pm \pm 5$ сут. — наиболее вероятное значение [2]), вполне доступные способы получения и сравнительно простой спектр γ -излучения, охватывающий важную, но

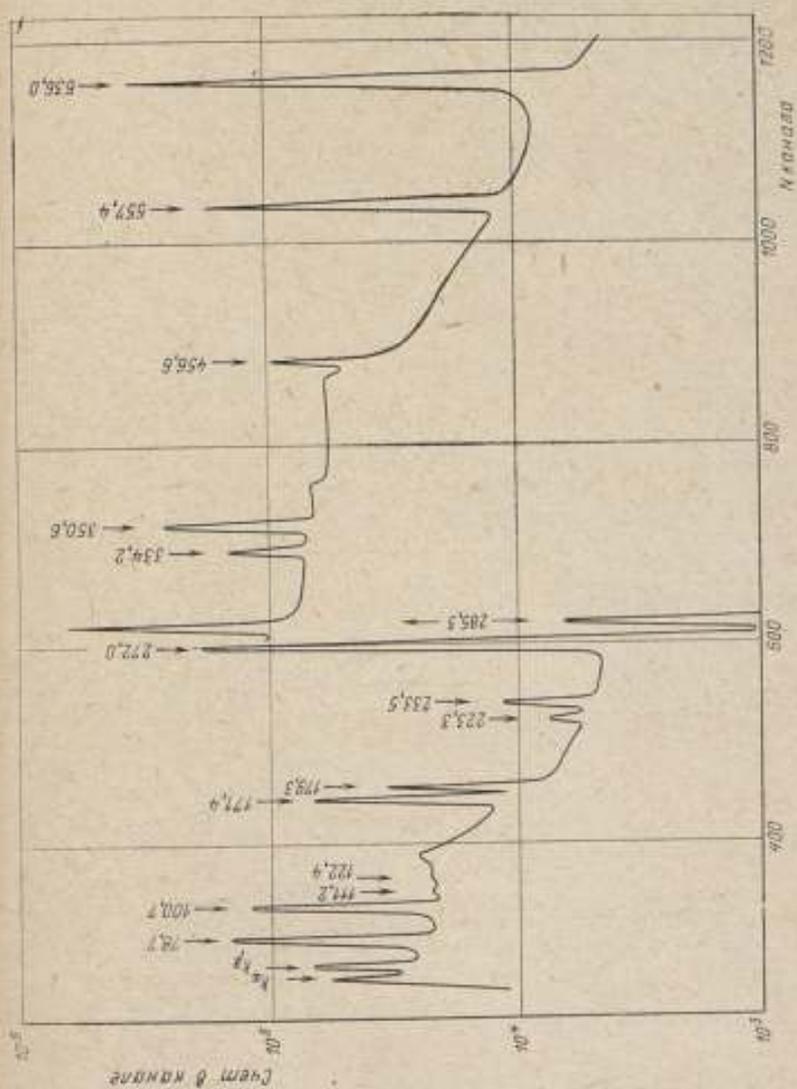


Рис. 1. Общий вид γ -спектра ^{112}Cd по измерениям с чистым источником ^{112}Cd ; фильтр 0,5 мм $\text{Cd} + 1,0 \text{ мм Al}$

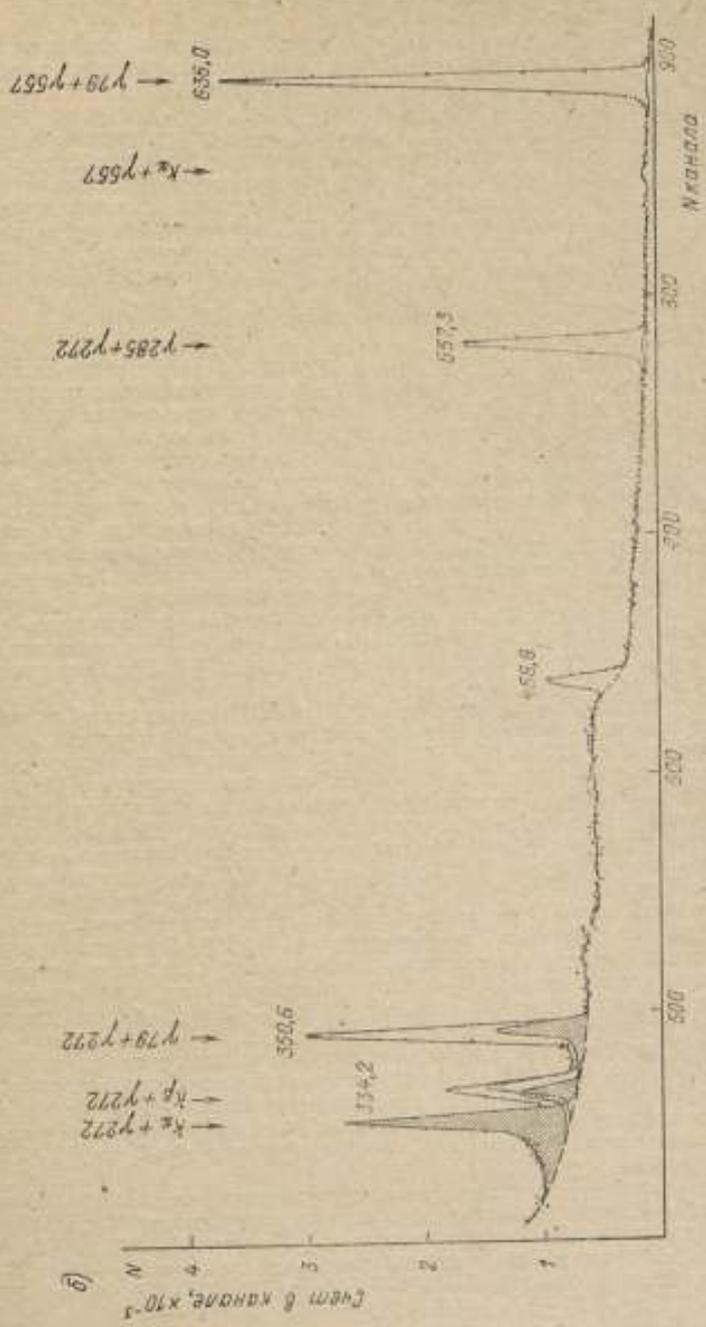


Рис. 2. γ -спектр ^{124}I , измеренный без фильтра в близкой геометрии. Затрихованные линии — пики суммирования.

трудную для современных исследований область энергий E_γ от 78 до 636 кэВ. В свете сказанного ^{173}Lu может представлять значительный интерес как удобный и полезный градуировочный изотоп.

Однако имеющиеся к настоящему времени литературные данные по распаду ^{173}Lu , несмотря на их качественную согласованность с довольно простой схемой распада [1, 2], весьма противоречивы и неточны в количественном отношении.

Основная задача настоящих исследований — экспериментальное изучение основных характеристик γ -излучения, возникающего при распаде ^{173}Lu , и выработка единой точки зрения на эти характеристики с целью получения наиболее достоверных и точных значений энергий γ -переходов, их интенсивностей и коэффициентов внутренней конверсии (КВК). Предварительные результаты выполненного изучения распада ^{173}Lu опубликованы в материалах 20-го совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра [3].

Измерения γ -спектра ^{173}Lu

Спектр γ -лучей ^{173}Lu был измерен при помощи Ge(Li)-спектрометров. С целью уменьшения влияния неконтролируемых систематических ошибок, связанных с методикой эксперимента, измерения проводились на различных установках, с различными источниками, в разное время от момента получения источника, при разной геометрии опыта и, по возможности, с различными градуировочными препаратами. Общее количество выполненных серий — 13. На рис. 1 и 2 представлены спектры γ -лучей ^{173}Lu по двум типичным сериям (измерений). Всего было использовано четыре Ge(Li)-спектрометра (три спектрометра — лаборатории ядерных проблем Объединенного института ядерных исследований и один — лаборатории нейтронных исследований Ленинградского института ядерной физики АН СССР) с детекторами объемом от 4,5 до 10,5 см³. В качестве анализирующих систем применялись либо многоканальные анализаторы АИ-2048, АИ-4096 и LP-4050, либо ЭВМ «Минск-22» в сочетании с кодировщиком. Разрешение на всех четырех установках $\sim 4\text{--}6$ кэВ при энергиях $h\nu \sim 600$ кэВ.

Источниками ^{173}Lu служили препараты Lu из Hf-фракции или Lu-фракции, выделявшиеся из танталовой мишени после длительного (≥ 8 ч) облучения на синхротронном ОИЯИ ($E_p = 660$ МэВ). В зависимости от момента измерения относительно конца облучения (этот интервал менялся от 100 дней до $\sim 3,5$ лет) препараты содержали различные количества примесных изотопов. Сравнимые с ^{173}Lu периоды полураспада имеют изотопы ^{180}Yb (32 суток) ^{174}Lu (157 и 1340 суток) и ^{177}Lu (155 суток), которые всегда образуются в препаратах Lu-фракции наряду с ^{173}Lu . В препаратах Lu из Hf теоретически возможно накопление только ^{180}Yb ; на самом деле в этих препаратах содержались в небольших количествах и два других примесных изотопа (по-видимому, из-за недостаточного четкого химического разделения Lu и Hf). Практически чистыми от указанных примесей были источники, полученные выделением Lu из Hf и «выдержанные» в течение $\geq 1,5$ лет после облучения. Всего было использовано восемь различных источников от облучений 1961—1970 гг., из них четыре содержали практически чистый ^{173}Lu .

Из-за малой активности препаратов приходилось применять довольно длительные экспозиции (3—15 ч) и располагать источник вблизи детектора. Для уменьшения загрузки Ge(Li)-детектора от интенсивного рентгеновского излучения и для оценок вкладов пиков сумм и наблюдаемые γ -линии в ряде случаев между источником и детектором ставились фильтры (0÷3 мм Pb+0,5 мм Cd+1,0 мм Al).

В каждой серии измерялся фон установки и определялась эффективность регистрации γ -лучей. Для построения кривых эффективности были использованы (в разных комбинациях) градуировочные источники — ^{152}Eu , ^{106}Tb , ^{180}Yb , ^{228}Ra . Погрешность в эффективности составляла для лучших серий 2—5%, в области $h\nu \approx 150\text{--}700$ кэВ, 5—15% — в области $h\nu \approx 70\text{--}150$ кэВ и $\sim 30\%$ — в районе КХ-лучей Yb ($h\nu = 50\text{--}60$ кэВ).

При определении относительных интенсивностей γ -лучей ^{173}Lu был произведен расчет пиков каскадных совпадений, появляющихся в γ -спектрах при одновременном попадании в детектор двух γ -квантов от одного ядра (случайными совпадениями в нашем случае можно было пренебречь, так как активности использованных источников была мала — порядка 10^{-6}Ci). Результаты расчетов «пиков суммирования» для одной из серий измерений (в близкой геометрии) продемонстрированы на рис. 2. Как видно, для некоторых линий (особенно $\gamma_{111,2}$; $\gamma_{122,4}$; $\gamma_{223,3}$; $\gamma_{334,2}$ и $\gamma_{350,7}$ кэВ) вклад от пиков сумм весьма существен. При определении интенсивностей γ -лучей расчетные значения площадей пиков суммирования вычитались из площадей близких γ -лучей и добавлялись к площадям γ -лучей, участвующих в каскадном совпадении.

Таблица 1

Относительные интенсивности γ -лучей ^{173}Lu

E_{γ} , кэВ ^{a)}	Относительные интенсивности					
	Измерения авторов	Вралл и др. [11] ^{b)}	Кураснев и др. [12] ^{c)}	Карташов и др. [4]	сравнительные измерения ^{d)}	принятые значения
KX $\left\{ \begin{array}{l} \alpha \\ \beta \end{array} \right.$	550 ± 110 140 ± 14	—	$1140 \pm 200^{e)}$	—	710 ± 60	700 ± 70
78,68	62 ± 3	71 ± 10	$60,5 \pm 9$	д)	61 ± 9	62 ± 3
100,69	$24,8 \pm 1,2$	26 ± 4	$23,7 \pm 3,5$	$24,0 \pm 1,4$	34 ± 6	$24,3 \pm 1,0$
111,20	$0,26 \pm 0,03$	—	$0,25 \pm 0,06$	—	—	$0,26 \pm 0,03$
122,47	$0,13 \pm 0,03$	—	$0,085 \pm 0,020$	—	—	$0,11 \pm 0,03$
171,38	$13,5 \pm 0,4$	$13,6 \pm 1,9$	$13,6 \pm 1,3$	$16,4 \pm 0,8$	20 ± 3	$14,1 \pm 0,6$
179,33	$6,30 \pm 0,20$	$6,6 \pm 0,9$	$6,3 \pm 0,5$	$6,7 \pm 0,3$	$7,3 \pm 1,5$	$6,45 \pm 0,20$
223,22	$0,71 \pm 0,03$	$0,80 \pm 0,12$	$0,65 \pm 0,06$	$0,91 \pm 0,09$	—	$0,71 \pm 0,03$
233,56	$2,70 \pm 0,06$	$2,7 \pm 0,4$	$2,6 \pm 0,2$	$3,5 \pm 0,3$	—	$2,72 \pm 0,06$
272,06	100	100	100	100	100	100
285,30	$2,69 \pm 0,05$	$2,7 \pm 0,4$	$2,7 \pm 0,2$	$3,1 \pm 0,3$	6 ± 3	$2,60 \pm 0,050$
334,20	$0,497 \pm 0,020$	$0,58 \pm 0,08$	$0,49 \pm 0,05$	$0,67 \pm 0,06$	—	$0,500 \pm 0,020$
350,69	$1,40 \pm 0,05$	$1,55 \pm 0,22$	$1,50 \pm 0,13$	$1,57 \pm 0,11$	$2,5 \pm 9,4$	$1,44 \pm 0,05$
413	$< 0,02$	$< 0,1$	—	—	—	$< 0,02$
456,76	$0,57 \pm 0,03$	$0,56 \pm 0,08$	$0,74 \pm 0,09$	$0,69 \pm 0,08$	$0,9 \pm 0,3$	$0,60 \pm 0,03$
557,38	$2,26 \pm 0,09$	$2,7 \pm 0,4$	$3,0 \pm 0,2$	$2,67 \pm 0,14$	$3,2 \pm 0,4$	$2,42 \pm 0,12$
636,05	$6,37 \pm 0,27$	$7,9 \pm 1,1$	$8,7 \pm 0,6$	$6,9 \pm 0,4$	$9,0 \pm 2,0$	$6,7 \pm 0,4$

a) — энергия, согласно принятым значениям (табл. 2);

b) — опубликованные данные [11]; при пересчете учитывались значения, пересчитанные по уточненной кривой эффективности спектрометра, использованного в работе [11];

c) — заимствовано из обзора [2];

d) — включает, по-видимому, KX-лучи от ^{174}Lu и ^{172}Lu , присутствовавших в источнике;

e) — в работе [4] даны два значения для I_{γ} (79); какое из них истинное — неизвестно.

Результаты измерений относительных интенсивностей γ -лучей ^{173}Lu по разным сериям согласуются между собой в пределах оцененных погрешностей: в табл. 1 (2-я колонка) представлены средневзвешенные значения $(I_{\gamma})_{\text{отн}}$ по 13 сериям. Эти значения сравниваются с имеющимися данными по γ -спектру ^{173}Lu . В последней колонке даны принятые значения $(I_{\gamma})_{\text{отн}}$, которые получены взвешиванием по всем измерениям в соответствии с их погрешностями.

Измерения спектра электронов внутренней конверсии ^{177}Lu

Для измерений спектра электронов внутренней конверсии (ЭВК) было использовано два источника Lu из Ni, выдержанных в течение 1—2 лет после облучения, т. е. содержащих практически чистый ^{177}Lu . Оба источника приготовлены путем накаливания активного раствора на алюминиевую фольгу толщиной ~ 10 мкм. Один из них размером 1×15 мм был использован при измерениях на спектрометре $2\text{хл}\sqrt{2}$, другой (в виде пятна диаметром ~ 2 мм) — при измерениях на Si(Li)-детекторе.

Наиболее полные результаты получены при измерениях на β -спектрометре $2\text{хл}\sqrt{2}$ (ВНИИМ); в этих опытах уточнены энергии γ -переходов (табл. 2), измерены относительные интенсивности всех известных γ -переходов ^{177}Lu и

Таблица 2

Энергии γ -переходов (в кэВ), возникающих при распаде ^{177}Lu

Измерения авторов	Принятые значения по работам [13—17]	Курчевич и др. [12]	Принятые значения по всем работам
62,17 ± 0,05	—	—	62,17 ± 0,05
78,64 ± 0,04	78,65 ± 0,08	78,7 ± 0,1	78,68 ± 0,02 ^{б)}
100,695 ± 0,020	100,67 ± 0,08	100,7 ± 0,1	100,69 ± 0,02
111,19 ± 0,20	—	111,2 ± 0,1	111,20 ± 0,10
122,4 ± 0,3	—	122,5 ± 0,2	122,47 ± 0,19
171,38 ± 0,05	171,40 ± 0,10	171,4 ± 0,1	171,38 ± 0,05
179,33 ± 0,05	179,45 ± 0,16	179,3 ± 0,1	179,33 ± 0,05
223,28 ± 0,22	223 ^{а)}	223,2 ± 0,1	223,22 ± 0,10
233,50 ± 0,13	233,8 ± 0,4	233,6 ± 0,1	233,56 ± 0,10
272,03 ± 0,06	272,55 ± 0,28	272,1 ± 0,1	272,06 ± 0,05
285,29 ± 0,11	285,6 ± 0,4	285,3 ± 0,1	285,30 ± 0,09
334,21 ± 0,20	335 ^{а)}	334,2 ± 0,1	334,20 ± 0,10
350,64 ± 0,16	351,2 ± 0,5	350,7 ± 0,1	350,69 ± 0,10
456,61 ± 0,20	457,1 ± 0,7	456,8 ± 0,1	456,76 ± 0,10
557,31 ± 0,20	558,1 ± 0,9	557,4 ± 0,1	557,38 ± 0,10
635,95 ± 0,16	636,8 ± 1,0	636,1 ± 0,1	636,05 ± 0,10

^{а)} — переходы наблюдались в γ -спектре по совпадению и погрешности не указаны;

^{б)} — учтены измерения кристалл-дифракционным методом ($\lambda = 78,70 \pm 0,02$), выполненные Чупом и др. [18] в опытах по реакциям.

K-Оже-электронов (см. табл. 3), измерены отношения интенсивностей ЭВК на L-подоболочках, причем для большинства переходов — впервые (табл. 4), и обнаружен новый слабый переход $\lambda\gamma = 62,17$ кэВ. В этих опытах области спектра ЭВК от K100,7 кэВ до K272,0 кэВ и от K223,3 до K636,0 кэВ были измерены в разных условиях.

Из-за низкой эффективности спектрометра $2\text{хл}\sqrt{2}$ в области энергий примерно менее 150 кэВ (обусловленной сильным рассеянием мягких электронов в пленках и газе 1-го счетчика) при изучении мягкой области спектра (рис. 3) использовалась только одна (левая) половина спектрометра, т. е. спектрометр работал как обычный $\lambda\sqrt{2}$. Приборное разрешение в этих условиях (при использовании выделяющей щели шириной 1,0 мм) составляет $\Delta H_p/H_p = 0,23\%$. Из-за конечной толщины источника дырки в мягкой области спектра были уширены, а для K100,7 кэВ полуширина составила 0,45% (см. рис. 3).

Второй участок спектра (от K223,3 до K636,0 кэВ) был измерен при использовании всех трех счетчиков спектрометра, т. е. в обычном бесфоновом режиме. Приборное разрешение в этих условиях (при той же ширине щели)

Таблица 3

Относительные интенсивности ЭВК¹⁷³ Lu

Энергия перехода, кэВ ^{а)}	Оболочка атома	Относительные интенсивности ^{б)}		
		измерения авторов	литературные данные ^{в)}	принятые значения
62,17	ΣL	85 ± 13	—	85 ± 13
	ΣM	16 ± 5	—	16 ± 5
78,68	K	—	14800 ± 2600	14800 ± 2600
	ΣL	2680 ± 130	2950 ± 460	2720 ± 130
	ΣM	590 ± 50	690 ± 50	640 ± 40
	$\Sigma N+0$	160 ± 15	224 ± 30	173 ± 16
100,69	K	3000 ± 280	2630 ± 460	2890 ± 250
	ΣL	500 ± 40	516 ± 40	508 ± 30
	ΣM	119 ± 10	112 ± 17	117 ± 10
	$\Sigma N+0$	33 ± 5	31 ± 12	33 ± 5
111,20	K	< 20	—	< 20
122,47	K	< 6	—	< 6
171,38	K	44 ± 3	60 ± 12	48 ± 3
	ΣL	8,0 ± 0,9	7 ± 2	7,8 ± 0,8
	ΣM	~ 2	—	~ 2
179,33	K	67 ± 3	70 ± 10	68 ± 3
	ΣL	38 ± 3	38 ± 5	38 ± 2
	ΣM	10,0 ± 0,9	7 ± 2	9,3 ± 0,9
	$\Sigma N+0$	2,4 ± 0,5	~ 2,4	2,4 ± 0,5
223,22	K	1,1 ± 0,5	~ 1,7	1,1 ± 0,5
233,56	K	3,7 ± 0,9	1,2	3,7 ± 0,9
272,06	K	100	100	100
	ΣL	14,8 ± 0,8	11 ± 3	14,5 ± 1,0
	ΣM	3,0 ± 0,5	3,2 ± 0,8	3,1 ± 0,4
	$\Sigma N+0$	0,9 ± 0,2	1,2 ± 0,5	1,0 ± 0,2
285,30	K	2,76 ± 0,20	3,0 ± 0,4	2,80 ± 0,20
	ΣL	0,42 ± 0,12	~ 0,4	0,42 ± 0,12
334,20	K	0,28 ± 0,09	~ 0,4	0,28 ± 0,09
350,69	K	1,01 ± 0,08	0,9 ± 0,3	1,00 ± 0,08
	ΣL	0,21 ± 0,07	—	0,21 ± 0,07
413,3	K	< 0,015	~ 0,3	< 0,015
456,76	K	1,08 ± 0,07	1,2 ± 0,3	1,08 ± 0,07
	ΣL	0,20 ± 0,06	~ 0,2	0,20 ± 0,06
557,38	K	1,75 ± 0,10	2,4 ± 0,4	1,80 ± 0,10
	ΣL	0,38 ± 0,05	0,40 ± 0,05	0,39 ± 0,04
		—	0,12 ± 0,04	0,12 ± 0,04
636,05	K	4,8 ± 0,3	5,0 ± 0,6	5,0 ± 0,3
	ΣL	0,83 ± 0,11	1,03 ± 0,16	0,90 ± 0,09
	ΣM	—	0,31 ± 0,06	0,31 ± 0,06
Оже-электронны	KLL	1080 ± 100	~ 900	1080 ± 100
	KLX	660 ± 70	~ 600	660 ± 70
	KMX	85 ± 14	~ 140	850 ± 14
	KNX	14 ± 6	—	14 ± 6

а) согласно принятым значениям табл. 2;

б) интенсивности в пределах оболочек просуммированы;

в) среднее по работам [2, 7, 13, 16, 16].

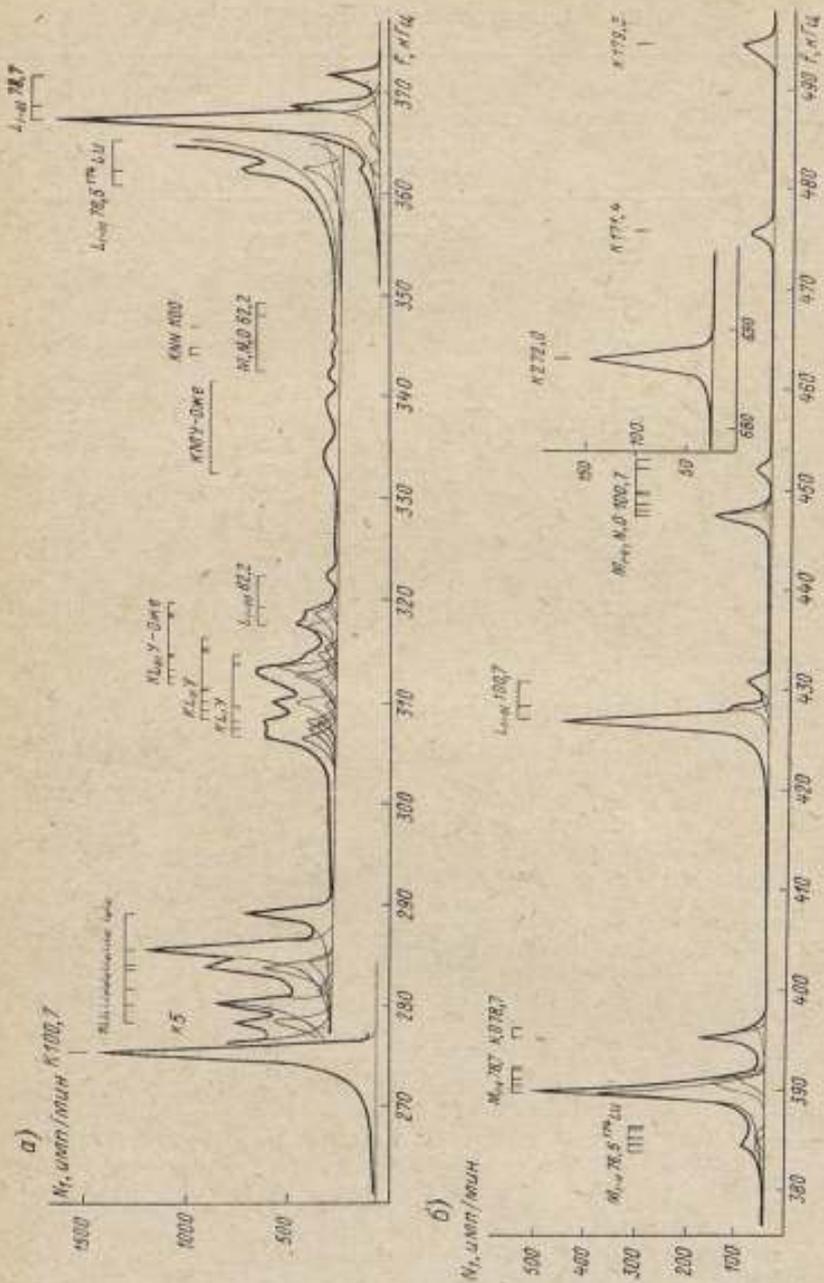


Рис. 3. Спектр ЭКВ (а), измеренный на первой половине спектрометра $2 \times \sqrt{2}$. Энергия переходов округле-

Таблица 4

Экспериментальные отношения интенсивностей ЭВК
на L-подоболочках для переходов в ^{173}Lu

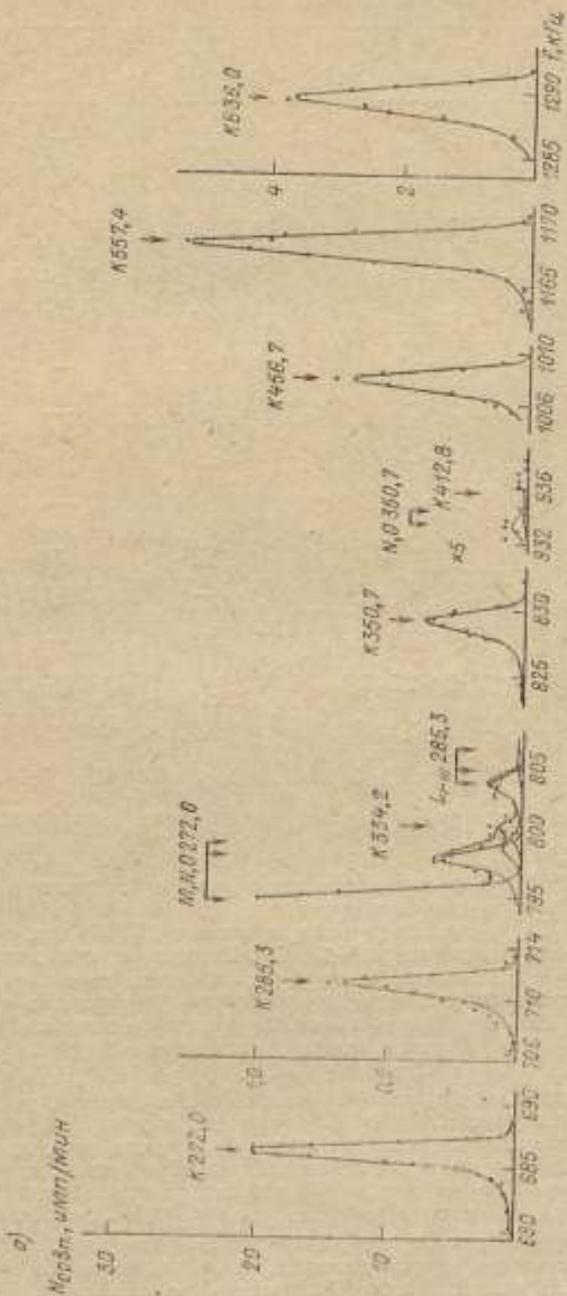
Энергия перехода, кэВ	Измеренное отношение	Измерения авторов	Литературные данные [2, 5, 7, 15-16, 19]	Принятое значение
62,17	$L_I + L_{III}$	$2,6 \pm 0,5$	—	$2,6 \pm 0,5$
	$L_{II} + L_{III}$	$1,0 \pm 0,4$	—	$1,0 \pm 0,4$
78,68	$L_I + L_{III}$	$5,92 \pm 0,22$	$6,09 \pm 0,12$	$6,05 \pm 0,11$
	$L_{II} + L_{III}$	$1,43 \pm 0,08$	$1,47 \pm 0,03$	$1,46 \pm 0,03$
100,69	$L_I + L_{III}$	$10,0 \pm 1,1$	$13,0 \pm 0,4$	$10,3 \pm 1,0$
	$L_{II} + L_{III}$	$1,62 \pm 0,23$	—	$1,67 \pm 0,23$
171,38	$L_I + L_{III}$	$4,0 \pm 1,2$	—	$4,0 \pm 1,2$
	$L_{II} + L_{III}$	$0,7 \pm 0,4$	—	$0,7 \pm 0,4$
179,33	$L_I + L_{III}$	$0,54 \pm 0,14$	—	$0,54 \pm 0,14$
	$L_{II} + L_{III}$	$1,13 \pm 0,15$	—	$1,13 \pm 0,15$
272,06	$L_I + L_{III}$	—	$5,9 \pm 1,0$	$5,9 \pm 1,0$
285,30	$(L_I + L_{II}) + L_{III}$	9 ± 5	—	9 ± 5
Оже-электроны (KLL-серия)	$KL_I L_I + KL_{II} L_{III}$	$0,36 \pm 0,04$	$0,395 \pm 0,012$	$0,390 \pm 0,012$
	$K(L_I L_{II} + L_{II} L_I) + KL_{II} L_{III}$	$0,60 \pm 0,05$	$0,68 \pm 0,02$	$0,665 \pm 0,020$
	$KL_I L_{III} + KL_{II} L_{III}$	$0,54 \pm 0,07$	$0,49 \pm 0,04$	$0,50 \pm 0,03$
	$KL_{III} L_{III} + KL_{II} L_{III}$	$0,48 \pm 0,03$	$0,431 \pm 0,013$	$0,440 \pm 0,013$

составляет 0,17%. Для самых жестких переходов (например K636,0) полуширина линии была близка к приборной (рис. 4).

Спектр ЭВК был измерен также при помощи Si(Li)-детектора ЛНЯФ АН СССР (разрешение детектора 6—8 кэВ). Использование многоканального анализатора LP-4050 позволило измерить весь спектр одновременно, а постоянство эффективности регистрации Si(Li)-детектором электронов в области энергий ниже ≈ 500 кэВ значительно облегчило обработку спектра. Однако недостаточно хорошее разрешение и большой фон не позволили выделить близко расположенные и слабые линии спектра ЭВК.

Усредненные по измерениям на обоих спектрометрах значения относительных интенсивностей ЭВК ^{173}Lu приведены в табл. 3; там же даны литературные данные и окончательно принятые значения, которые являются средневзвешенными значениями по всем работам. При усреднении не учитывались только данные Карташева и др. [4], так как их результаты по спектру ЭВК ^{173}Lu неоднозначны и противоречивы.

Энергии γ -переходов, измеренные на спектрометре $2\pi \times 10^2$, определялись относительно внутренних реперов: KLL-Оже-электронов Yb и K-линии перехода $272,03 \pm 0,06$ кэВ. Энергии Оже-электронов известны не только теорети-



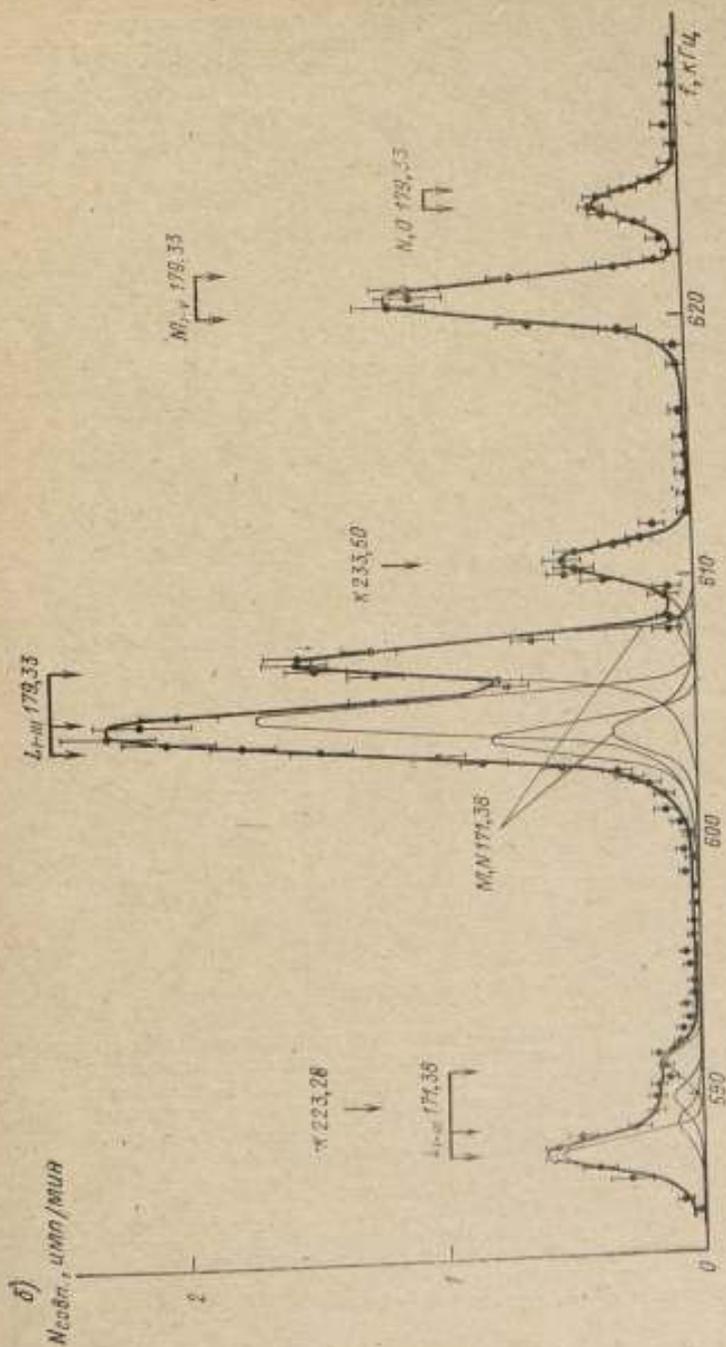


Рис. 4. Участки спектра ЭВК $1\alpha_1$, измеренные при использовании тройных совпадений в спектрометре $2\lambda \times \sqrt{2}$ (бесфоновый вариант): а — отдельные линии в районе $E_e = 200 \pm 600$ кэВ, б — участок спектра с $E_e = 160 \pm 180$ кэВ.

чески, но и с хорошей точностью измерены в работе Кэя [5]. Энергия перехода 272,03 кэВ была уточнена авторами по переходам $h\nu = 307,69$ кэВ ^{140}Yb и $h\nu = 739,71$ кэВ ^{173}Lu [6] при измерениях с более «свежими» источниками Lu из Hf и Lu-фракции. Результаты измерений энергии γ -переходов ^{173}Lu в сопоставлении с литературными данными приведены в табл. 2.

В общей сложности при распаде ^{173}Lu авторы наблюдали 16 γ -переходов; три из них ($h\nu = 62,17, 111,20$ и $122,47$ кэВ) — впервые [3]. Переход с энергией 413,3 кэВ, который наблюдали в спектре ЭВК Ковригина и др. [7], Сычков и

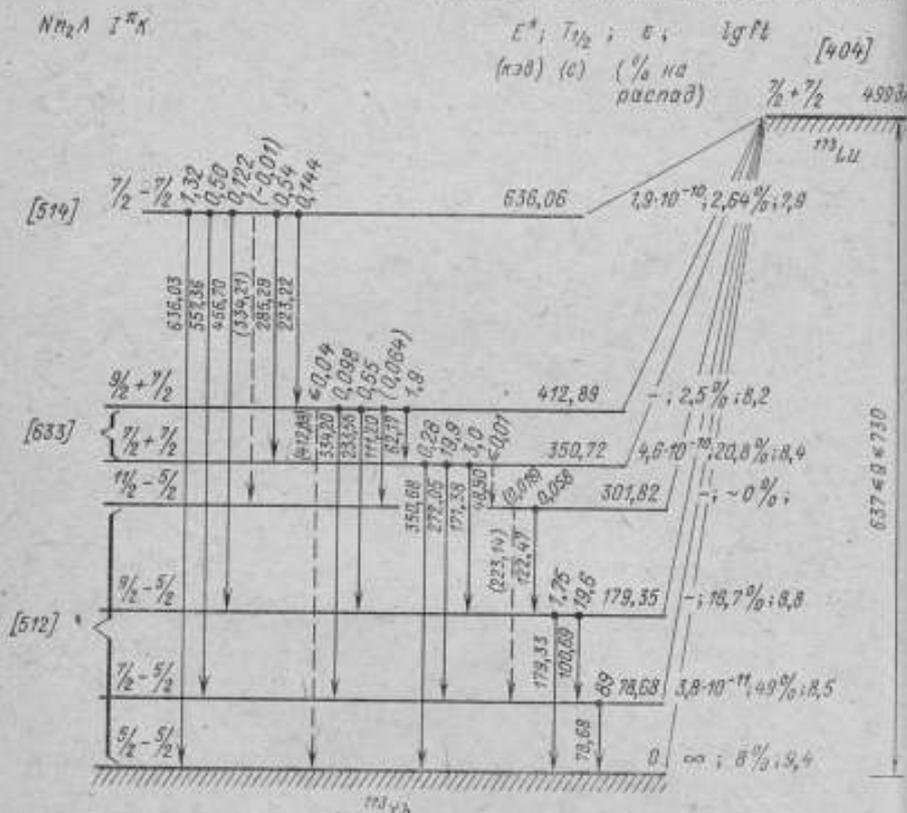


Рис. 5. Уточненная схема распада ^{173}Lu

др. [8], нами не обнаружен ни в γ -спектре, ни в спектре ЭВК, а полученный предел I_{γ} для этого перехода оказался в 20 раз ниже значения интенсивности, указанного в работе [7]; по-видимому, авторы [7, 8] имели дело с переходом, принадлежащим ^{177}Lu , который присутствовал в их источнике.

Измерение коэффициентов конверсии

При помощи спектрометра КВК, построенного в ЛИАФ [9], были измерены также коэффициенты внутренней конверсии (КВК) для наиболее сильных переходов ^{173}Lu . Градуировочная кривая этого спектрометра построена по измерениям спектров калибровочных изотопов ^{137}Cs , ^{152}Eu , ^{160}Th , ^{207}Bi . Для наиболее сильных γ -переходов этих изотопов КВК известны в настоящее время с высокой точностью (2–5%).

Таблица 5

Экспериментальные коэффициенты внутренней конверсии переходов
в ^{170}Yb

Энергия перехода, кэВ	КВК	Данные по ЭНК в 7-лучи	Измерения авторов на спектрометре КВК	Независимые измерения	Примечание
78,68	α_K	$5,2 \pm 0,9$	—	$5,68 \pm 0,23$ [20]	$5,60 \pm 0,23$
	α_L	$0,95 \pm 0,06$	—	—	$0,95 \pm 0,06$
	α_M	$0,22 \pm 0,02$	—	—	$0,22 \pm 0,02$
100,69	α_K	$2,54 \pm 0,26$	—	$2,25 \pm 0,13$ [20]	$2,32 \pm 0,15$
	α_L	$0,44 \pm 0,04$	$0,48 \pm 0,05$	—	$0,44 \pm 0,03$
	α_M	$0,103 \pm 0,011$	$0,11 \pm 0,02$	—	$0,105 \pm 0,010$
111,20	α_K	$< 1,7$	—	—	$< 1,7$
122,47	α_K	$< 1,5$	—	—	$< 1,5$
171,38	α_K	$0,073 \pm 0,006$	$0,065 \pm 0,010$	—	$0,071 \pm 0,005$
	α_L	$0,0120 \pm 0,0013$	$0,0130 \pm 0,0026$	—	$0,0122 \pm 0,0012$
179,33	α_K	$0,226 \pm 0,013$	$0,20 \pm 0,03$	—	$0,221 \pm 0,013$
	α_L	$0,127 \pm 0,007$	$0,130 \pm 0,015$	—	$0,127 \pm 0,007$
	α_M	$0,028 \pm 0,003$	$0,036 \pm 0,006$	—	$0,030 \pm 0,003$
223,22	α_K	$0,034 \pm 0,017$	—	—	$0,034 \pm 0,017$
233,56	α_K	$0,030 \pm 0,007$	—	—	$0,030 \pm 0,007$
272,06	α_K	$0,215^*$	$0,0222 \pm 0,0010$	$0,0197 \pm 0,0010$ [21]	—
	α_L	$0,0031 \pm 0,0002$	$0,0029 \pm 0,0003$	—	$0,00305 \pm 0,00018$
	α_M	$0,00067 \pm 0,00009$	$0,00067 \pm 0,00009$	—	$0,00067 \pm 0,00007$
285,30	α_K	$0,0224 \pm 0,0017$	$0,019 \pm 0,003$	—	$0,0216 \pm 0,0015$
	α_L	$0,0034 \pm 0,0010$	—	—	$0,0034 \pm 0,0010$
334,20	α_K	$0,012 \pm 0,004$	—	—	$0,012 \pm 0,004$
350,69	α_K	$0,0149 \pm 0,0015$	$0,0140 \pm 0,0025$	—	$0,0147 \pm 0,0013$
	α_L	$0,0032 \pm 0,0011$	—	—	$0,0032 \pm 0,0011$
456,76	α_K	$0,039 \pm 0,003$	$0,043 \pm 0,007$	—	$0,040 \pm 0,003$
	α_L	$0,0071 \pm 0,0022$	—	—	$0,0071 \pm 0,0022$
557,38	α_K	$0,0159 \pm 0,0014$	$0,0130 \pm 0,0017$	—	$0,0147 \pm 0,0013$
	α_L	$0,0034 \pm 0,0004$	—	—	$0,0034 \pm 0,0004$
	α_M	$0,0010 \pm 0,0003$	—	—	$0,0010 \pm 0,0003$
636,05	α_K	$0,0161 \pm 0,0014$	$0,0147 \pm 0,0014$	$0,025 \pm 0,006$ [22]	$0,0151 \pm 0,0012$
	α_L	$0,0029 \pm 0,0004$	$0,0023 \pm 0,0005$	$0,011 \pm 0,003$ [2]	$0,0027 \pm 0,0003$
	α_M	$0,00009 \pm 0,00020$	—	—	$0,00009 \pm 0,00020$

* теоретическое α_K для EI -мультипольности [10].

Результаты измерений на спектрометре КВК представлены в табл. 5. В 3-й колонке приведены КВК, рассчитанные по принятым данным о γ -лучах (см. табл. 1) и ЭВК (см. табл. 3) в предположении, что переход $h\nu=272,06$ кэВ является чистым Е1-переходом и $\alpha_K^{E1}(272) = 0,0215$ [10]. В 5-й колонке помещены результаты независимых измерений КВК некоторых γ -переходов в ^{173}Lu по работам, в которых указаны непосредственно $(\alpha_i)_{\text{век}}$, но не приведены I_{γ} и I_{β} . В последней колонке табл. 5 даны значения КВК, полученные как средневзвешенное из предыдущих колонок.

Выводы

Как видно из данных табл. 1—5, экспериментальные данные по основным характеристикам распада ^{173}Lu в настоящее время существенно уточнены. Известно пока немного изотопов, у которых все основные характеристики γ -излучения во всем спектре измерены с такой высокой точностью.

Так, на уровне используемых в ядерной спектроскопии калибровочных стандартов находятся измеренные значения $(I_{\gamma})_{\text{отн}}$ (погрешность 2—5% для наиболее сильных линий) и $(\alpha_i)_{\text{век}}$ (погрешность ~5% для наиболее сильных линий). Большое число серий измерений, а также согласованность полученных результатов с данными других авторов, проанализированными с точки зрения достоверности и погрешностей, придает большую степень достоверности указанным в табл. 1—5 «принятым значениям». Все это с учетом замечаний о большом периоде полураспада и простоте спектров позволяет рекомендовать ^{173}Lu в качестве нового градуировочного изотопа для калибровки спектрометров по интенсивностям, энергиям и КВК в области энергий $h\nu=70$ —4650 кэВ.

Полученные результаты по всем 16 γ -переходам прекрасно согласуются со схемой распада ^{173}Lu , изображенной на рис. 5.

ЛИТЕРАТУРА

1. Громов К. Я., Джеленов Б. С. Обзор имеющихся сведений о нейтрондефицитных изотопах лутеция. Материалы 2-го совещания по нейтрондефицитным изотопам редких земель. Препринт ОИЯИ, 1959, № 459, с. 5—107, г. Дубна.
2. Учеваткин И. Ф. Исследование спектров ЭВК некоторых нейтрондефицитных ядер при помощи β -спектрометров с двукратной фокусировкой. Автореферат дисс., ЛПИ им. М. И. Калинина, 1966, 7 с.
3. Балалаев В. А., Джеленов Б. С., Дубро В. Г., Калинин Ю. В., Сергеев А. Г., Учеваткин И. Ф. Уточнения в схеме распада ^{173}Lu . Программа и тезисы докладов XX ежегодного совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Ч. 1. «Наука», 1970, с. 138—141.
4. Карташов В. М., Киселев Б. Г., Троицкая А. Г., Шевелев Г. А. Спектр электронов внутренней конверсии ^{173}Lu . Изв. АН СССР, Сер. физ., 1969, т. 33, с. 2068—2073.
5. Kaye G. «K Auger spectra and atomic level widths of Yb ($z=70$)». — «Nucl. Phys.», 1965, v. 68, pp. 529—545.
6. Балалаев В. А., Джеленов Б. С., Учеваткин И. Ф., Шестопалова С. А. Уточнение схемы распада ^{173}Lu . Изв. АН СССР, Сер. физ., 1971, т. 35, с. 18—26.
7. Ковригин О. Д., Латышев Г. Д. Спектрометр с двойной фокусировкой. Изд. АН Каз. ССР, Алма-Ата, 1962, 46 с.
8. Сычков Г. И., Ковригин О. Д., Латышев Г. Д., Бондаренко Г. А., Новгородов А. Ф. Новые данные о конверсионных электронах долгоживущих изотопов лутециевой фракции. Изв. АН СССР, Сер. физ., 1965, т. 29, с. 159—162.
9. Вовнова Н. А., Егоров А. И., Калинин Ю. В., Сергеев А. Г. Природа нижних возбужденных состояний ^{181}Pt . Препринт ФТИ, Л-д, 1968, № 100, 19 с.; Изв. АН СССР, Сер. физ., 1969, т. 33, с. 626—634.

10. Hager P. S., Seltzer E. C. Internal conversion tables. Part I: K, L, M-shell conversion coefficients for $z=30$ to $z=103$. — «Nucl. Data Tables», 1968, v. 4, pp. 1—235.
11. Врзал Я., Джеленов Б. С., Липтак Я., Урбанец Я., Учеваткин И. Ф., Шестопадова С. А. Новые данные о спектре γ -лучей ^{173}Lu . Прогр. и тезисы докл. XVII ежегодного совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра «Наука», 1967, с. 74—75.
12. Kurcewicz W., Preibisz Z., Szyzniewicz K., Zilicz J. Branching ratios of E1-transition in ^{173}Yb . — «Acta Phys. Pol», 1970, v. A38, pp. 123—126.
13. Бобров Ю. Г., Громов К. Я., Джеленов Б. С., Преображенский Б. К. «Спектры конверсионных электронов нейтрондефицитных изотопов лютеция». Изв. АН СССР, Сер. физ., 1957, т. 21, с. 940—953.
14. Романов В. А., Иодко М. Г., Тучкевич В. В. О долгоживущих изотопах лютеция. Препринт ОИЯИ (г. Дубна), 1959, № 459, с. 108—120; ЖЭТФ, 1960, том 38, с. 1019—1026.
15. Harmatz V., Handley T. H., Michelich J. W. Nuclear spectroscopy of odd-mass (161—173) nuclides produced by proton irradiation of Er and Yb. — «Phys. Rev.», 1959, v. 114, pp. 1082—1094.
16. Bichard J. W., Michelich J. W., Harmatz V. Decay of ^{173}Lu on levels of ^{173}Yb . — «Phys. Rev.», 1959, v. 116, pp. 720—727.
17. Pilger R. C. An additional low-energy state of ^{173}Yb . — «Bull. Amer. Phys. Soc.», 1961, v. 6, pp. 451.
18. Chupp E. L., Du Mond J. W. M., Gordon F. J., Jopson R. C., Mark H. Precision determination of nuclear energy levels in heavy elements. — «Phys. Rev.», 1956, v. 112, pp. 518—531.
19. Балалаев В. А., Джеленов Б. С., Учеваткин И. Ф. Конверсионные электроны ^{173}Lu в интервале энергий 540—1450 кэВ. Изв. АН СССР, Сер. физ., 1963, т. 27, с. 200—203.
20. Ashery D., Bjaugrund A. C., Kalish R. «E2/M1 mixing ratios and K-conversion coefficients in odd-mass rotational nuclei». — «Nucl. Phys.», 1966, v. 76, pp. 336—346.
21. Hornshoy P., Deutsh B. J. The measurement of the K-shell particle parameter in the 272 keV E1-transition of ^{173}Yb . — «Nucl. Phys.», 1965, v. 67, pp. 342—352.
22. Orth C. J. Isomeric state in ^{173}Yb . — «Bull. Amer. Phys. Soc.», 1964, v. 9, pp. 498; priv. communication.

Поступала в редакцию
10/X 1972 г.

УДК 535.2.31.63

В. П. Белик, А. Н. Илюсов
А. И. Медведев, В. Е. Тер-Пересекянц
вним

РАДИОАКТИВНЫЙ НУКЛИД ^{60}Co КАК ОБРАЗЦОВАЯ МЕРА

С каждым годом к точности спектроскопических измерений предъявляются все более высокие требования. Точность измерений в большой степени зависит от калибровки спектрометра по энергии и интенсивности. Для калибровки по энергии и интенсивности различных видов γ - и β -спектрометров используются переходы ряда изотопов. Практически каждый из этих калибровочных изотопов перекрывает незначительный интервал исследуемых энергий, и поэтому при калибровке спектрометров в широком диапазоне исследуемых энергий используют наборы калибровочных изотопов. Так, выпускаемый в СССР набор образцовых спектрометрических γ -источников (ОСГИ) для калибровки современного полупроводникового γ -спектрометра с хорошей точностью в диапазоне

не энергий 20—2700 кэВ должен содержать около десяти источников (средних ^{22}Na , ^{57}Co , ^{60}Co , ^{88}Y , ^{113}Sn , ^{137}Cs , ^{241}Am и др.). Процесс калибровки спектрометров можно упростить, если сократить числа калибровочных источников в конкретных измерениях. Это возможно при перекрытии каждым из них широкого диапазона энергий. С другой стороны, это повысило бы точность спектроскопических измерений, так как в ряде случаев геометрия опыта играет существенную роль.

В настоящее время имеются хорошо изученные радиоактивные изотопы, которые можно рекомендовать для использования в качестве таких образцовых мер. Например, набор из трех радиоактивных изотопов ^{75}Se (период полураспада $T_{1/2}=120$ дней); ^{82}Br ($T_{1/2}=35$ ч.); ^{60}Co ($T_{1/2}=78,5$ сут.) — перекрывает диапазон энергий 90—3500 кэВ.

Спектр γ -лучей изотопа ^{60}Co исследован достаточно хорошо; он перекрывает диапазон энергий 260—3600 кэВ. Усредненные (по различным работам) значения энергий и интенсивностей наиболее сильных γ -переходов могут быть использованы в качестве калибровочных в γ -спектроскопии. Значения энергий можно использовать и для калибровки магнитных β -спектрометров (особенно бесфоновых), но в этом случае источники должны обладать высокой удельной активностью, поскольку коэффициенты конверсии γ -переходов ^{60}Co малы по величине.

Ниже анализируются результаты опубликованных работ по определению спектроскопических характеристик γ - и β^+ -излучения ^{60}Co , а также результаты, полученные авторами при изучении спектра электронов внутренней конверсии и β^+ -спектра ^{60}Co . Эти данные особенно важны при использовании ^{60}Co как образцовой меры.

Способы получения и период полураспада

Радиоактивный изотоп ^{60}Co впервые был получен в 1938—1939 гг., а характеристики его излучения были исследованы уже в 1939—1943 гг. [1, 2—3]. Начиная с 1951 г., интенсивно изучаются ядерно-спектроскопические константы распада ^{60}Co [6—32, 38, 41—45]. Простота получения безносительных источников ^{60}Co и большой период его полураспада делают этот изотоп удобным градуировочным препаратом.

Основные способы получения ^{60}Co по опубликованным работам $^{56}\text{Fe}(d, 2n)$ ^{60}Co ($\sigma_{\text{макс}}$ при $E_d=17$ МэВ) [1, 2, 3, 5, 6, 9]; $^{58}\text{Ni}(d, \alpha)$ ^{60}Co [1, 2, 3, 4, 5]; $^{54}\text{Fe}(\alpha, np)$ ^{60}Co [1, 2, 3] и $^{54}\text{Fe}(p, n)$ ^{60}Co ($\sigma_{\text{макс}}$ при $E_p=10$ МэВ) [5, 8, 11, 12, 13, 21, 22, 24, 27, 31]. Наиболее распространенной, удобной для получения ^{60}Co является реакция $^{56}\text{Fe}(p, n)$ ^{60}Co . Природное относительное содержание изотопов железа: ^{54}Fe — 5,84%; ^{56}Fe — 91,68%; ^{57}Fe — 2,17% и ^{58}Fe — 0,31% [33], поэтому в настоящее время используемые препараты железа могут быть обогащены ^{56}Fe до 99,9% [21, 31]. В этом случае в источнике примесью изотопов ^{57}Co и ^{58}Co , получающихся по реакциям $^{57}\text{Fe}(p, n)$ ^{57}Co и $^{56}\text{Fe}(p, n)$ ^{58}Co , будет незначительная.

Период полураспада измерялся только в работах [4, 9, 13, 45]. Средневзвешенное значение периода полураспада: $T_{1/2}=78,54 \pm 0,24$ сут. В качестве погрешности приведена вероятная погрешность разброса.

γ -излучение ^{60}Co

В спектре γ -лучей ^{60}Co , впервые исследованном в 1954 г. Сакан и др. [8], вначале наблюдалось только шесть наиболее сильных линий. В последующие годы спектр γ -лучей неоднократно изучался, и число обнаруженных переходов достигло к настоящему времени 46. В табл. 1 приведены средневзвешенные значения энергий и интенсивностей γ -переходов ^{60}Co по работам, опубликованным и ставшим нам доступными до мая 1973 г. Усреднение энергий и интенсивностей произведено с учетом возможной систематической ошибки, возникающей при использовании обычных градуировочных реперов.

Средневзвешенные значения энергий и интенсивностей γ -переходов ^{60}Co

Энергия перехода, кэВ	I_{γ} , а. е.	Работы, по данным которых определялись средневзвешенные значения
263,40 ± 0,10	0,025 ± 0,007	[27, 30—32]
411,37 ± 0,08	0,025 ± 0,004	[30—32]
484,7 ± 0,9	0,03 ± 0,01	[32]
486,54 ± 0,11	0,029 ± 0,008	[27, 30—32]
655,3 ± 1,0	0,06 ± 0,02	[32]
674,5 ± 1,0	0,03 ± 0,01	[32]
733,64 ± 0,12	0,192 ± 0,003	[19, 22, 27, 30—32, 42]
787,89 ± 0,06	0,306 ± 0,008	[19, 21, 22, 24, 27, 30—32, 44]
846,751 ± 0,018	100	[12, 17—27, 29—32, 34, 42, 43]
853,1 ± 0,8	0,04 ± 0,01	[32]
856,42 ± 0,14	0,072 ± 0,004	[27, 30—32, 42]
977,45 ± 0,05	1,420 ± 0,020	[12, 19, 21, 22, 27, 30—32, 42—44]
997,27 ± 0,16	0,112 ± 0,006	[30—32]
1037,838 ± 0,026	13,74 ± 0,29	[12, 17, 19, 20—27, 29—32, 41—44]
1088,99 ± 0,23	0,044 ± 0,007	[30—32]
1140,22 ± 0,09	0,149 ± 0,008	[21, 24, 27, 30—32, 42]
1160,01 ± 0,14	0,101 ± 0,008	[27, 30—32, 42]
1175,074 ± 0,029	2,24 ± 0,04	[17, 19, 21—27, 29—32, 41—44]
1198,75 ± 0,20	0,052 ± 0,007	[30—32, 42]
1238,293 ± 0,028	68,5 ± 0,6	[12, 17—27, 29—32, 41—43]
1272,2 ± 0,5	0,019 ± 0,001	[30—32]
1335,52 ± 0,08	0,123 ± 0,003	[24, 27, 30—32]
1360,21 ± 0,03	4,34 ± 0,04	[17, 19, 20—27, 29—32, 41—44]
1442,72 ± 0,08	0,194 ± 0,007	[24, 27, 30—32, 42]
1462,40 ± 0,10	0,078 ± 0,001	[27, 30—32]
1640,44 ± 0,11	0,065 ± 0,007	[27, 30—32]
1771,35 ± 0,03	15,84 ± 0,15	[12, 17, 19—27, 29—32, 41—43]
1810,80 ± 0,12	0,636 ± 0,008	[19, 22, 30—32, 42]
1963,95 ± 0,05	0,706 ± 0,015	[18, 19, 21, 22, 25, 27, 30—32, 42—44]
2015,24 ± 0,04	3,04 ± 0,03	[17, 19—23, 25—27, 29—32, 41—44]
2034,80 ± 0,03	7,83 ± 0,07	[17, 19—23, 25—27, 29—32, 41—44]
2113,26 ± 0,08	0,384 ± 0,004	[18, 19, 21, 22, 25, 27, 29—32, 42—44]
2213,14 ± 0,09	0,346 ± 0,008	[18, 21, 22, 27, 30—32, 42, 44]
2276,18 ± 0,13	0,110 ± 0,005	[24, 27, 30—32]
2373,65 ± 0,27	0,061 ± 0,009	[18, 24, 27, 30—32]
2523,65 ± 0,19	0,061 ± 0,005	[24, 27, 30—32]
2598,51 ± 0,04	16,94 ± 0,17	[12, 17, 19—23, 26—27, 29—32, 41—43]
3009,65 ± 0,09	1,010 ± 0,022	[19, 21, 22, 25, 27, 30—32, 41—44]
3202,19 ± 0,05	3,052 ± 0,027	[17, 19—23, 25—27, 29—32, 42, 43]
3253,55 ± 0,05	7,42 ± 0,06	[17, 19—23, 25—27, 29—32]
3273,10 ± 0,05	1,731 ± 0,016	[17, 19—23, 25—27, 29—32, 41—43]
3369,65 ± 0,27	0,0120 ± 0,0013	[30—32, 42]
3451,26 ± 0,08	0,866 ± 0,007	[17, 19—23, 25—27, 29—32, 41—44]
3548,19 ± 0,09	0,178 ± 0,003	[17, 19—23, 25—27, 29—32, 42, 44]
3600,34 ± 0,29	0,0152 ± 0,0010	[18, 22, 27, 30—32, 42]
3611,8 ± 0,3	0,0069 ± 0,0008	[18, 24, 27, 30—32, 42]

Примечание. В работах [23, 30, 34, 41, 43] измерены только энергии переходов, в работах [26, 31, 44] — только интенсивности.

За минимально возможную систематическую ошибку в определении значений относительных интенсивностей γ -лучей принята относительная ошибка в 0,6%, соответствующая наименьшему значению ошибки в определении интенсивностей γ -лучей первичных калибровочных препаратов, обычно используемых при градуировке γ -спектрометров по эффективности [31].

Оценивая возможную систематическую погрешность в энергиях γ -переходов, принимаем во внимание, что относительная погрешность первичного энергетического стандарта в ядерной спектроскопии составляет $19 \cdot 10^{-6}$ от его значения. Это переход, принадлежащий распаду ^{199}Au , с энергией $411,794 \pm 0,008$ кэВ и большинство энергий градуировочных линий получено путем сравнения с этим переходом [34]. Возможная систематическая погрешность в энергиях γ -переходов ^{56}Co в области энергий до 1400 кэВ принималась равной значению $19 \cdot 10^{-6} E_{\gamma}$ кэВ, поскольку переходы в этой области обычно непосредственно сравниваются с калибровочными линиями. В области энергий выше 1400 кэВ, где определение энергии переходов производится путем сравнения стандартных линий с пиками двойного либо одиночного вылетов ($E_{\gamma} - 2m_0c^2$ или $E_{\gamma} - m_0c^2$ [23, 27, 29, 30], значение возможной систематической погрешности принималось равным $[19 \cdot 10^{-6} (E_{\gamma} - 2m_0c^2) + n \cdot 0,006]$ кэВ. Здесь $n=1$ для $E_{\gamma} > 1,4$ МэВ, $n=2$ для $E_{\gamma} > 2,4$ МэВ, а погрешность в 0,006 кэВ соответствует погрешности на каждые 1022 кэВ согласно значению m_0c^2 [35].

Чтобы определить погрешность среднего взвешенного значения рассчитывалась как среднеквадратическая погрешность среднего взвешенного, так и погрешность разброса, причем выбиралась наибольшая из них.

Спектр электронов внутренней конверсии ^{56}Co

Исследование спектра электронов внутренней конверсии ^{56}Co проводилось только во ВНИИМ [28]. Впоследствии было проведено еще несколько серий

Таблица 2

Коэффициенты внутренней конверсии переходов, возникающих при распаде ^{56}Co

Энергия, кэВ	Линия	$I_{\alpha} \rightarrow \beta, \epsilon$	$\alpha_{\text{эксп}} \cdot 10^6$ K (I_{γ} по табл. 1)	Выход о мультиплици- ности
846,751	K	100	2,61	Принято E2
	$L+M$	$11,0 \pm 0,8$		
977,45	K	$0,85 \pm 0,16$	$1,6 \pm 0,3$	M1, E2
1037,84	K	$7,3 \pm 0,9$	$1,40 \pm 0,17$	M1, E2
	$L+M$	$0,60 \pm 0,20$		
1175,07	K	$0,80 \pm 0,22$	$0,92 \pm 0,24$	M1, E2
1238,29	K	$30,8 \pm 2,2$	$1,17 \pm 0,08$	E2
	$L+M$	$3,0 \pm 0,4$		
1360,21	K	$2,0 \pm 0,3$	$1,20 \pm 0,21$	E2, M1
	$L+M$	$0,20 \pm 0,10$		
1771,35	K	$3,54 \pm 0,28$	$0,58 \pm 0,04$	E2, M1
	$L+M$	$0,35 \pm 0,07$		
1963,95	K	$0,12 \pm 0,03$	$0,43 \pm 0,11$	M1, E2
2015,24	K	$0,50 \pm 0,10$	$0,48 \pm 0,09$	M1, E2
2034,80	K	$1,43 \pm 0,27$	$0,48 \pm 0,09$	M1, E2
	$L+M$	$0,10 \pm 0,05$		
2113,26	K	$0,069 \pm 0,018$	$0,48 \pm 0,13$	M1, E2
2213,14	K	$0,039 \pm 0,017$	$0,29 \pm 0,13$	He M2
2598,51	K	$1,63 \pm 0,14$	$0,252 \pm 0,020$	M1, E2
	$L+M$	$0,16 \pm 0,06$		
3009,65	K	$0,132 \pm 0,026$	$0,34 \pm 0,08$	He E1
3202,19	K	$0,22 \pm 0,05$	$0,20 \pm 0,04$	E2, M1
3253,55	K	$0,54 \pm 0,12$	$0,18 \pm 0,04$	He M2
3273,18	K	$0,122 \pm 0,026$	$0,23 \pm 0,05$	E2, M1
3451,26	K	$0,050 \pm 0,015$	$0,17 \pm 0,05$	He M2

измерений на бесфоновом магнитном β -спектрометре ВНИИМ при приборной ширине линий на половине высоты $\Delta BQ/B\rho = 0,2\%$. Спектральные линии были уширены в 1,5 раза из-за конечной толщины источника. Результаты определения относительных интенсивностей спектральных линий приведены в табл. 2. Коэффициенты внутренней конверсии α_K γ -переходов определены в предположении, что переход 846,751 кэВ является чистым E2-переходом. Экспериментальные α_K сравнивались с теоретическими, экстраполированными для высокоэнергетических ($E_\gamma > 1000$ кэВ) γ -переходов в ^{60}Fe по таблицам Слива и Ванд [36].

Позитронное излучение ^{60}Co

Впервые позитронное излучение ^{60}Co было обнаружено Ливингудом и Сиборгом [3]. Они оценили его верхнюю энергетическую границу — 1,2 МэВ; эта оценка была подтверждена в работе [4]. Затем Эллиот и Дейч [5], измерив на магнитном линзовом спектрометре β^+ -спектр ^{60}Co , установили, что он состоит из одного компонента 1,5 МэВ и, впервые построив схему распада ^{60}Co , направили этот компонент на второе возбужденное состояние ^{60}Fe с энергией 2,07 МэВ. Впоследствии β^+ -спектр ^{60}Co изучался рядом авторов [7, 8, 10, 11, 14, 15, 16]. Ниже даны результаты этих работ.

Энергия компонента, кэВ	Работа
1530 ± 20 ; 965 ± 25	[7]
1500 ± 10 (96)*; 440 ± 30 (4)	[8]
1496 (75); 997 (13); 318 (8); 195 (4); нет β^+ 2700	[10]
1470 ± 30 ; нет β^+ 990 (< 2% от β^+ 1470); нет β^+ 440 (< 2% от β^+ 1470)	[11]
1500; 440; нет β^+ 990 (< 2% от β^+ 1500)	[14]
460	[15]
1464 ± 15 (> 90% разрешенная форма); 440 ± 30 (< 10%); нет других β^+ 900—1000 (< 1%)	[16]

* В скобках приведены относительные интенсивности.

Анализируя результаты, можно прийти к выводу, что при распаде ^{60}Co возникают два компонента β^+ -спектра: 1490 ± 12 кэВ (96%) и 440 ± 21 кэВ (4%) (дана средневзвешенная энергия по работам [8, 11, 16] и [8, 16] соответственно). Компонент с энергией 440 кэВ в современной схеме распада ^{60}Co [31, 37] идет на уровень 4^+ с энергией 3123 кэВ (рис. 1). Учитывая, что компонент с энергией 1490 кэВ разряжает ^{60}Co на состояние в ^{60}Fe с энергией 2085 кэВ [31, 37], получаем для энергии распада усредненное значение $Q = -4593 \pm 10$ кэВ.

Нами были предприняты поиски возможного двукратно запрещенного β^+ -распада ^{60}Co на первое возбужденное состояние 846,8 кэВ ($I^\pi = 2^+$) в ^{60}Fe . Граничная энергия этого перехода должна составлять 2723 ± 10 кэВ.

Проведено две серии измерений с двумя разными безносительными источниками ^{60}Co . Содержание примесных изотопов ^{57}Co и ^{58}Co составляло около 1,5 и 0,5% соответственно. Изотоп ^{57}Co имеет малую энергию распада (837 кэВ [37]), и поэтому не мешал измерениям; энергия распада ^{58}Co тоже невелика (2309 кэВ [37]). Однако для оценки возможного вклада от β^+ -спектра с энергией 470 кэВ ^{58}Co в ближний компонент β^+ -спектра ^{60}Co с подобной энергией определялся верхний предел для интенсивности $K\alpha_1$ ^{58}Co : $I_{K\alpha_1}^{58}\text{Co} \geq 55$. Для возможного вклада примеси в β^+ 470 ^{58}Co это дает оценку $\leq 20\%$; примесь была учтена при определении интенсивности β^+ 440 ^{60}Co в его погрешности. β^+ -спектр с большей энергией должен был принадлежать лишь ^{60}Co .

Измерения проводились на бесфоновом магнитном β -спектрометре ВНИИМ типа 2ХЛР2. В рабочем положении с источником за границами всех возможных β^+ -спектров (за границей с β^+ — 3,5 МэВ) фон регистрирующей системы составлял менее одного совпадения в сутки (1 совпадение за 27 ч.) (см. рис. 2, пунктирная линия). Фон случайных совпадений регистрирующей системы в сравнении с эффектом измерялся по всему интервалу энергий и был пренебрежимо мал. Измерения скорости счета в точках слабого (искомого) компонента β^+ -спектра чередовались с измерениями фона, как для разных так и для

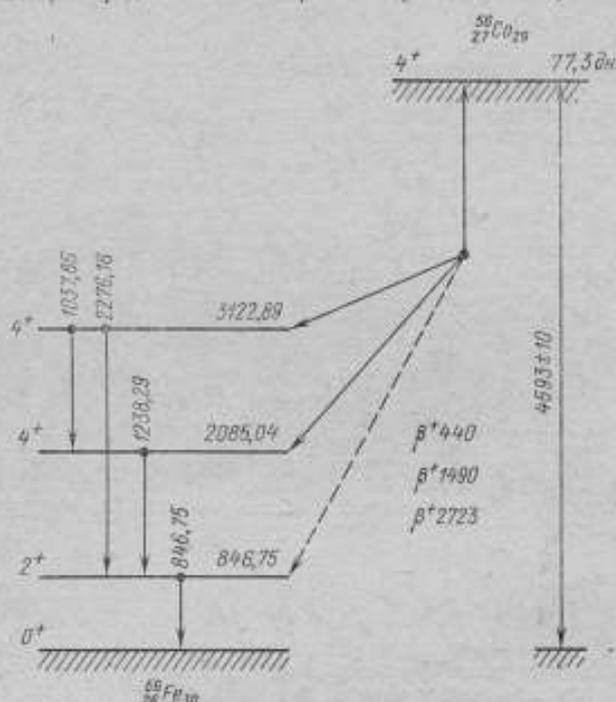


Рис. 1. Фрагмент схемы распада ^{60}Co

одной и той же точки. Для определения фона были выбраны три точки за границей возможного двукратно запрещенного β^+ -спектра и одна — за границей всех спектров (см. рис. 2). Измерения проводились в течение 2,5 месяцев с каждым источником.

В результате измерений известных компонентов β^+ -спектра ^{60}Co получены усредненные по двум сериям значения для граничных энергий: $E_{1\beta} = 490 \pm 60$ кэВ и $E_{2\beta} = 1460 \pm 25$ кэВ — хорошо согласующиеся с приведенными выше литературными значениями (см. на рис. 3). Наряду с известными ранее компонентами β^+ -спектра проявился новый малоинтенсивный жесткий компонент с граничной энергией ~ 2700 кэВ и периодом полураспада $T_{1/2} = 85 \pm 10$ сут., который приписываем ^{60}Co (см. рис. 2). Интенсивность его представляет сумму интенсивностей искомого двукратно запрещенного β^+ -спектра и позитронов парной конверсии от γ -переходов ^{60}Co с энергией более 2500 кэВ (граничная энергия 2598 кэВ).

Для учета вклада от спектра позитронов парной конверсии были рассчитаны коэффициенты парной конверсии α^+ этих переходов и выстроены диф-

дифференциальные распределения dk^{\pm}/dE_{\pm} для определения формы вписываемого спектра. В табл. 3 приведены значения мультипольностей γ -переходов и принятые значения α^{\pm} , вычисленные по формулам Ломбарда и др. [39]. Погрешность расчета принята равной 10%.

Таблица 3
Коэффициенты парной конверсии γ -переходов с энергией $> 2,5$ МэВ

E , кэВ	Принятое значение мультипольности, %	$\alpha^{\pm}, 0^{**}$
2598,5	$(93 \pm 2) M1 + (7 \pm 2) E2$ [38]	$5,2 \pm 0,5$
3009,65	He E1 (принято E2) [31]** и настоящая работа	$8,0 - 0,8$
3202,10	$(80 - 3) M1 + 20E2$ [38]	$7,2 \pm 0,7$
3253,55	$(93 - 2) M1 + 7E2$ [38]	$7,3 \pm 0,7$
3273,10	E2, M1 принято E2 [31] настоящая работа	$9,0 \pm 0,9$
3369,65	100E2 [38]	$9,3 \pm 0,9$
3451,26	E2 [31]	$9,6 \pm 1,0$
3548,19	E2 [31]	10 ± 1
3600,34	E2 [31]	10 ± 1
3611,8	E2 [31]	10 ± 1

* В работе В. И. Боднева [46] коэффициенты d^{\pm} для M1 переходов рассчитаны с точностью около 3%. Наши значения в пределах указанной погрешности хорошо совпадают с этими значениями.

** Значение мультипольности перехода принято по схеме распада, приведенной в работе [31].

Огибающая суммарной интенсивности спектра позитронов парной конверсии представлена на рис. 2 (сплошная линия). Заштрихованная область показывает погрешность в построении спектра парной конверсии (для максимальной части спектра около 20%). Как видно, экспериментальный спектр не может быть полностью описан спектром позитронов парной конверсии (это особенно отчетливо видно на рис. 2 для точек с $Hp > 9000$ Э·см, где экспериментальный счет на порядок превышает счет от позитронов парной конверсии). Граничная энергия по экспериментальному счёту приходится на область 2700 кэВ, а не на граничную энергию 2588 кэВ, соответствующую последней заметной линии ^{60}Co . Других γ -линий заметной интенсивности в ^{60}Co из литературы не известно; в наших измерениях в районе 2900—3500 кэВ не было найдено заметных E0-переходов. Наблюдаемую избыточную интенсивность жесткого компонента β^+ -спектра относим к двукратно запрещенному β^+ -распаду ^{60}Co . График Ферми-Кюря этого компонента (рис. 4) обнаруживает небольшое отклонение от прямой. Корректировка точек приводит к тому, что с помощью формфактора $p^2 + \lambda q^2$ точки в пределах погрешности и статистического разброса ложатся на прямую при $\lambda = 2 \div 4$. Граничная энергия при этом составляет 2720 ± 80 кэВ.

Отношение интенсивностей компонентов β^+ -спектра ($I_{\beta^+ 1460} = 100$) по нашим измерениям: $I_{\beta^+ 450} : I_{\beta^+ 1460} : I_{\beta^+ 2720} = (6 \pm 2) : 100 : (0,12 \pm 0,06)$. Интенсивность компонентов β^+ -спектра сравнивалась с интенсивностью наиболее сильной K-конверсионной линии 846,75 кэВ:

$$I_{\beta^+ 1460} : I_{K 846,75} = 660 \pm 60.$$

Отношения интенсивностей компонентов β^+ -спектра определены точнее, чем в работе [16] и хорошо согласуются с результатами [7] где однако не указаны погрешности.

Используя отношения для интенсивностей компонентов, определяли значения $lg ft$ для распадов на уровни ^{56}Fe (табл. 4). Эти значения хорошо согласуются со значениями Сакаи и др. [8] и Кэмпбелл и др. [31].

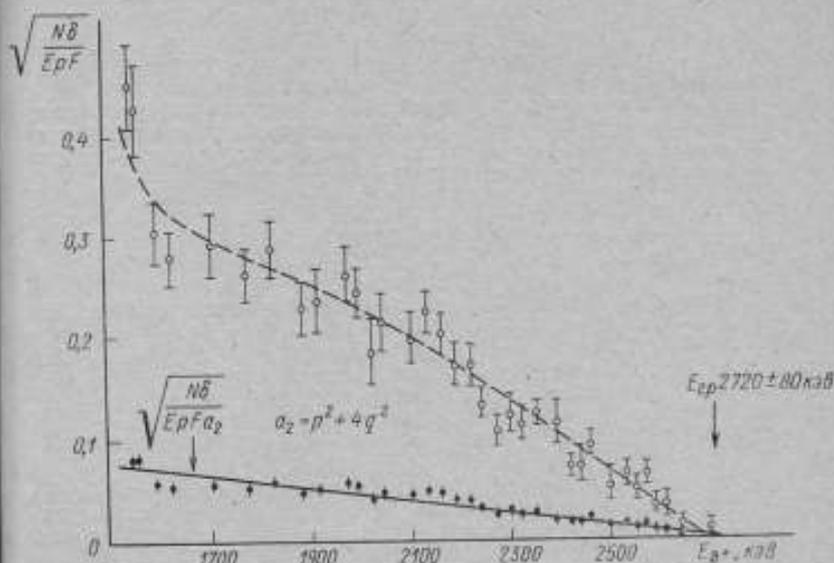


Рис. 4. График Ферми—Кюри запрещенного компонента β^+ -спектра ^{56}Co . Точки получены после вычитания из экспериментальных точек интенсивности спектра позитронов парной конверсии.

Таблица 4

Значения $lg ft$ для β^+ -распадов ^{56}Co на уровни ^{56}Fe

Уровень, кэВ	Граничная энергия β^+ -распада, кэВ*	Значения $lg ft$		
		данные авторов	по работам	
			[8]	[31]
845,8	2720 ± 80	12,7 ± 0,5	—	—
2085,1	1484 ± 12	8,68 ± 0,07	8,64	8,58
3123,0	445 ± 20	7,85 ± 0,14	7,73	7,45

* Даны усредненные значения энергий компонентов β^+ -спектра с учетом и нашей работы.

Заключение

В настоящей работе рассмотрены результаты экспериментальных исследований по свойствам γ - и β -излучения ^{56}Co . Достигнутые точности в определении энергий и интенсивностей γ -переходов ^{56}Co позволяют рекомендовать их в качестве образцовых мер для калибровки γ -спектрометров по энергии и интенсивности и β -спектрометров по энергии.

Данные о спектре электронов внутренней конверсии в совокупности с данными о γ -лучах позволяют определить мультипольности ряда переходов ^{56}Co .

Сведения о мультипольностях γ -переходов ^{60}Co являются в настоящее время недостаточно полными, несмотря на большое количество работ по угловым γ - γ -корреляциям.

Данные авторов о β^+ -распаде ^{60}Co уточняют и дополняют ранее известные. В дальнейшем уточненное значение энергии сильного компонента β^+ -спектра (1484 кэВ) может быть использовано для градуировки магнитных β -спектрометров (особенно с применением железных полюсных наконечников) при измерении позитронных спектров, поскольку для этой цели пока нет надежных энергетических реперов. Впервые был обнаружен двукратно запрещенный β^+ -распад ^{60}Co . Совокупность данных о запрещенных переходах второго и более высоких порядков может дать полезную информацию о ядерных матричных элементах, а также о типах β -взаимодействия.

ЛИТЕРАТУРА

1. Seaborg G. T. Artificial Radioactivity. — «Chem. Rev.», 1940, v. 27, pp. 199—285.
2. Livingood J. J., Seaborg G. T. A Table of Induced Radioactivities. «Rev. Mod. Phys.», 1940, v. 12, pp. 30—46.
3. Livingood J. J., Seaborg G. T. Radioactive Isotopes of Cobalt. — «Phys. Rev.», 1941, v. 60, 913th p.
4. Cook C. S., Mc Daniel P. W. Radiations from Radioactive Co^{60} . — «Phys. Rev.», 1942, v. 62, pp. 412—413.
5. Elliot L. G., Deutsch M. Disintegration Schemes of Radioactive Substances VI, ^{56}Mn , ^{60}Co . — «Phys. Rev.», 1943, v. 64, pp. 321—331.
6. Stevenson D. T., Deutsch M. Electron-Gamma-Angular Correlations Measurements in Radioactive Decay. — «Phys. Rev.», 1951, v. 83, pp. 1202—1207.
7. Cheng L. S., Dick J. L., Kurbatov J. D. Beta-Spectra of Co^{60} , Co^{57} and Co^{58} . — «Phys. Rev.», 1952, v. 88, pp. 887—889.
8. Sakai M., Dick J. L., Anderson W. S., Kurbatov J. D. Decay Scheme of ^{60}Co . — «Phys. Rev.», 1954, v. 95, pp. 101—104.
9. Burgus W. H., Cowan G. A., Hadley J. W., Hess W., Shull T., Stevenson M. L. Cross Sections for the Reactions $^{48}\text{Ti}(d, 2n)^{48}\text{V}$, $^{52}\text{Cr}(d, 2n)^{52}\text{Mn}$, $\text{Fe}^{54}(d, 2n)\text{Co}^{56}$. — «Phys. Rev.», 1954, v. 95, pp. 750—751.
10. Howard K. P., Pond T. A., Jastram P. S. For sale by the National Research Council of Canada. 1955, v. 59—4, 60th p.
11. Kurbatov J. D., Sathoff H. L., Jisatana K., Sakai M. Beta Spectrum of ^{60}Co . — «BAPS», 1956, v. 1, 163rd p.
12. Cook C. S., Townoves F. M. Gamma Radiation from ^{60}Co and ^{58}Co . — «Phys. Rev.», 1956, v. 104, pp. 1407—1410.
13. Wright H. W., Wyatt E., Reynolds S. A., Lyon W. S., Handley T. H. Half-Lives of Radionuclides I. — «Nucl. Sci. and Engng», 1957, v. 2, pp. 427—430.
14. Bertolini G., Lazzarini E., Bettoni M. M. Directional Correlation of the 0.845 and 1.24 MeV-rays of ^{56}Fe . — «Nuovo Ciment», 1957, 5, pp. 356—362.
15. Kienle P., Segel R. E. Decay of ^{58}Co and ^{56}Mn . — «Phys. Rev.», 1959, v. 114, pp. 1554—1560.
16. Hamilton J. H., Lander L. M., Smith D. R. Positron Spectra of ^{60}Co . — «Phys. Rev.», 1961, v. 123, 189th p.
17. Dolan K. W., Mc Daniel D. K., Wells D. O. Energy Levels of ^{56}Fe . — «Phys. Rev.», 1966, v. 148, 1151st p.
18. Huguet M., Forest H., Ythier C. Sur la Desintegration du Cobalt 56. — «Comp. Rend.», 1966, v. 263 B, 1342nd p.
19. Able R. L., Mc Harris W. C., Kelly W. H. The Decay Scheme of ^{60}Co and ^{56}Mn , and their Use as Calibration Standard. — «Nucl. Phys.», 1967, v. A 91, pp. 225—237.
20. Barker P. H., Connor R. D. Use of Gamma Rays in ^{56}Fe as Calibration Standards. — «BAPS», 1967, v. 12, 696th p.
21. Chasman C., Ristinen R. A. Beta Decay of ^{56}Mn and ^{60}Co . — «Phys. Rev.», 1967, v. 159, pp. 915—919.

22. Sher A. H., Pale B. D. The Decay of ^{60}Co and ^{60}Mn . — «Nucl. Phys.», 1968, v. A 112, pp. 85—96.
23. Gunnik R., Meyer R. A., Niday J. B., Anderson R. P. Precise Determinations of High Energy Gamma Rays and Errors in the Pair Peak Method. — «Nucl. Instr. and Meth.», 1968, v. 65, pp. 26—30.
24. Scott H. L. and Van Patter D. M. Gamma Rays from the Calibration Source ^{60}Co . — «Phys. Rev.», 1969, v. 184, pp. 1111—1112.
25. Armitage B. H., Ferguson A. T. G., Nelson G. C., Pritchard W. D. N. Energy Levels of ^{60}Fe . The $^{60}\text{Fe}(n, \gamma)^{60}\text{Fe}$ Reaction and the γ -Spectrum of Co. — «Nucl. Phys.», 1969, v. A 133, pp. 241—254.
26. Aubin G., Barette J., Barette M., Monoro S. Precision Measurements of Gamma Ray Intensities and Energies in Decay of ^{102}g , ^{104}Eu , ^{60}Co , ^{110}Ag and ^{125}Sb . — «Nucl. Instr. and Meth.», 1969, v. 76, pp. 93—99.
27. Phelps M. E., Sarantides D. G., Winn W. G. Decay of ^{60}Co and ^{60}Ga . Energy and Intensity Standardisation. — «Nucl. Phys.», 1970, v. A 149, pp. 647—672.
28. Белик В. П., Медведев А. И., Тер-Нерсисян В. Е. К распаду ^{60}Co . «Программа и тезисы докладов XX Ежегодного Сопределения по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра». «Наука», Ленинград, 1970, с. 41—42.
29. Gehrke R. J., Cline J. E., Heath R. L. Determination of Relative Photopeak Efficiency and System Linearity for Ge(Li) Gamma Spectrometers. — «Nucl. Instr. and Meth.», 1971, v. 91, pp. 349—356.
30. Wild I. F., Meyer R. A. The Levels ^{60}Fe from the ^{56}Mn and ^{60}Co decay. — «BAPS», 1970, v. 15, 62nd p.
31. Camp D. C., Meredith G. L. The Decays of ^{60}Co and ^{60}Ga and Precise Gamma Ray Intensities. — «Nucl. Phys.», 1970, v. A 166, pp. 349—377.
32. Genest A. M. Sur la désintégration du ^{60}Co . — «Compt. Rend. Acad. Sci.», 1971, v. 272, pp. 863—866.
33. Джаленов Б. С., Пекер Л. К. Схемы распада радиоактивных ядер. «Наука», 1966, с. 394—396.
34. Helmer R. G., Greenwood R. C., Gehrke R. J. Precise comparison and Measurement of Gamma Ray Energies with Ge(Li) Detector II, 400—1300 KeV. — «Nucl. Instr. and Meth.», 1971, v. 96, pp. 173—196.
35. Taylor B. N., Parker W. H., Langenberg D. N. Determination of e/h , Using Macroscopic Quantum Phase Coherence in Superconductors: Implications for Quantum Electrodynamics and the Fundamental Physical Constants. — «Rev. Mod. Phys.», 1969, v. 41, pp. 375—496.
36. Сани Л. А., Банд Н. М. Таблица коэффициентов внутренней конверсии γ -излучения на К и L-подоболочках. В кн.: «Гамма-лучи», М.-Л., 1961, с. 318—465.
37. Lederer C. H., Hollander J. M., Perlman I. Table of Isotopes, 1967, New-York—London—Sydney.
38. Taylor H. W., Singh B. Multipole Mixing of Selected γ -Transitions in ^{60}Fe . — «Nucl. Phys.», 1971, v. A 172, pp. 337—347.
39. Lombard R. J., Pedrisat C. F., Bruner J. H. Internal Pair Formation and Multipolarity of Nuclear Transitions. — «Nucl. Phys.», 1968, v. A 110, pp. 41—55.
40. Беляев Б. Н. Коэффициенты парной конверсии для E1 и M1 мультипольностей при больших энергиях. «Ядерная физика», 1971, № 14, с. 1151.
41. Multhauf L. G., Tirsell K. G., Nawrocki E. A. Energy Calibration of Gamma Rays in ^{60}Co . — «BAPS», v. 17, 1972, 71st p.
42. Kiuri A., Holmberg P., Siivola A. Energy Determinations of Gamma Rays and New Weak Transitions in the Decay of ^{60}Co . — «Comment. Phys.-Math. Soc. Sci. Fenn.», 1970, v. 40, pp. 113—117.
43. Hoglet M. Precision et étalonnage en énergie d'une chaîne de spectrométrie gamma. — «Rapport CEA-R-4199», 1971, 171st p.
44. Singh B. P., Evans H. C. Relative efficiency of Ge(Li) Gamma Ray Detectors from 0.5 to 12 MeV. — «Nucl. Instr. and Meth.», 1971, v. 97, pp. 475—478.
45. Emery J. F., Reynolds S. A., Wyatt E. I., Cleason G. I. Half-Lives of Radionuclides. — «Nucl. Sci. Engng.», 1972, v. 48, pp. 319—321.

РЕЗОНАНСНЫЙ МЕССБАУЭРОВСКИЙ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ
ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ВИБРАЦИЙ

Изучение спектров ядерного резонансного поглощения дает ценную информацию о ядерных константах (величины магнитного и квадрупольного моментов, времени жизни уровней) и о некоторых атомных характеристиках (внутренние электрические и магнитные поля, плотность *S*-электронов на ядре). Для контролируемого изменения энергии квантов обычно применяют линейный эффект Доплера. Экспериментальные линии имеют малую ширину, близкую к естественной, поэтому уже небольшие скорости движения источника относительно поглотителя вызывают резкое изменение величины резонансного поглощения.

Так как параметры спектров ядерного гамма-резонанса являются константами для каждой системы источник-поглотитель, то эффект Мессбауэра может быть применен для обратной задачи — измерения скорости по величине наблюдаемого эффекта.

В настоящей работе для детектирования квантов применен резонансный счетчик конструкции К. П. Митрофанова [1], который характеризуется большой величиной эффекта Мессбауэра, некоторым уменьшением ширины аппаратурной линии, а также простотой применяемой электроники.

Суть резонансного метода детектирования состоит в том, что вместо всех гамма-квантов, прошедших через поглотитель, регистрируются только электроны конверсии, возникающие в поглотителе при высвечивании резонансно возбужденных ядер. Резонансный мессбауэровский преобразователь представляет собой газонаполненный счетчик конструкции К. П. Митрофанова [1]; катод счетчика покрыт станином бария $BaSnO_3$, обогащенным по содержанию ^{119}Sn , толщина покрытия 1 мг/см^2 . Применяемый источник олова находится также в матрице $Ba^{119}SnO_3$. Исключительно высокая величина эффекта Мессбауэра у резонансного счетчика обусловлена большим сечением резонансного поглощения и большим коэффициентом конверсии. Резонансный счетчик наполнен газовой смесью 80% Ar и 20% C_2H_6 . При эксплуатации счетчика в гейгеровском режиме работы можно обойтись без усилителя и дискриминатора. Электрические импульсы со счетчика подавались на преусилитель, затем на пересчетное устройство или интегрисметр, шкала которого может быть отградуирована в единицах скорости.

Форма наблюдаемой аппаратурной линии близка к лоренцовой и может быть описана выражением

$$\epsilon(v) = \frac{\epsilon_0}{1 + 4\left(\frac{v}{\Gamma}\right)^2}, \quad (1)$$

где $\epsilon(v)$ — величина эффекта резонансного поглощения при относительной скорости источника и поглотителя, равной v ; ϵ_0 — величина максимального эффекта резонансного поглощения; Γ — ширина аппаратурной линии в единицах скорости.

Величины Γ и ϵ_0 могут меняться для различных комбинаций источников и поглотителей, и поэтому для каждой системы источник-поглотитель необходимо проводить градуировку на установках, где можно задавать и измерять скорость v . В результате градуировки на установке постоянных скоростей ВНИИМ с погрешностью воспроизведения скорости $\pm 0,5\%$ получены значения $\epsilon_0 = 4,02 \pm 0,04$ и $\Gamma = 1,02 \pm 0,01 \text{ мм/с}$.

Экспериментально наблюдаемая величина эффекта

$$\varepsilon(v) = \frac{N_v - N_0}{N_\infty} \quad (2)$$

где N_v — скорость счета при заданной скорости v ; N_0 — скорость счета при $v=0$; N_∞ — скорость счета при «бесконечной» скорости, т.е. когда $v \gg \Gamma$ и резонансный эффект $\varepsilon(v_\infty) \approx 0$.

В случае синусоидальных вибраций при $v = A\omega \sin \omega t$ измеряемый эффект будет равен усредненному выражению (1) за период $T = \frac{2\pi}{\omega}$ [2]

$$\bar{\varepsilon}(A\omega) = \frac{1}{T} \int_0^T \varepsilon(A\omega \sin \omega t) dt \quad (3)$$

После интегрирования получаем

$$\bar{\varepsilon}(A\omega) = \frac{\varepsilon_0}{\sqrt{1 + 4\left(\frac{A\omega}{\Gamma}\right)^2}} \quad (4)$$

Таким образом, из измеренных для постоянных скоростей ε_0 и Γ может быть построена градуировочная кривая $\varepsilon(A\omega)$. Погрешность измерения амплитуды по формуле (4) может быть определена так:

$$\frac{\Delta A}{A} = \frac{1}{4\left(\frac{A\omega}{\Gamma}\right)} \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} \sqrt{\left(\frac{\Delta \varepsilon(A\omega)}{\varepsilon(A\omega)}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \varepsilon_0}{\varepsilon_0}\right)^2} \quad (5)$$

и

$$\frac{\Delta \varepsilon(A\omega)}{\varepsilon(A\omega)} = \frac{\sqrt{N_v} + \sqrt{N_0}}{N_v - N_0} + \frac{\sqrt{N_\infty}}{N_\infty} \quad (6)$$

При статистике порядка $1 \cdot 10^4$ импульсов на точку $\Delta A/A$ в диапазоне скоростей $A\omega$ (0,3—0,8) мм/с погрешность составляет 3—5%, при больших и меньших скоростях она резко увеличивается.

ЛИТЕРАТУРА

1. Митрофанов К. П., Илларионова Н. В., Шнибель В. С. Счетчик с избирательной эффективностью для регистрации испускаемых без отдачи гамма-лучей. — «Приборы и техника эксперимента», 1963, № 42, с. 15—19.
2. Шкалик В. С., Витман В. Д., Федорин В. Л. Измерение параметров вибраций с использованием эффекта Мессбауэра. Труды IV Всесоюзной конференции по виброметрии. Изд. КИДТИ, Киев, 1969, с. 6—13.

Поступила в редакцию
10/X 1972 г.

ПЕРЕСТРАИВАЕМЫЙ ГЕНЕРАТОР ТРЕХСАНТИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА С ПОВЫШЕННОЙ СТАБИЛЬНОСТЬЮ ЧАСТОТЫ

При проведении точных измерений в диапазоне СВЧ стабильность частоты генераторов часто оказывается недостаточной. Например, при исследовании частотных характеристик элементов СВЧ тракта, измерении добротности объемных резонаторов, поверке измерительных приборов, применении эффекта Джозефсона для сравнения нормальных элементов и др. Высокая стабильность частоты обычно достигается с помощью систем фазовой и частотной автоподстройки генераторов с независимым возбуждением на диетронах, ЛОВ и т. д. [1, 2]. Однако сложность этих систем и невозможность перестройки их в сколько-нибудь широких пределах ограничивает их применение в измерительной технике. В настоящее время самая высокая стабильность частоты перестраиваемых генераторов достигается при использовании сверхпроводящих резонаторов [3, 4, 5], но применение таких генераторов не всегда возможно из-за необходимости охлаждать резонатор жидким гелием.

Цель настоящей работы — показать, что применение несверхпроводящего высокодобротного резонатора дает возможность получить кратковременную нестабильность частоты генератора с самовозбуждением порядка $(1-3) \cdot 10^{-4}\%$ за 1 мин.

Фазовое условие самовозбуждения в усилителе с резонатором в цепи обратной связи

$$\varphi_y + \varphi_{0.c} = 2\pi n,$$

при достаточно большой добротности резонатора приводит к выражению для нестабильности частоты [6]

$$\frac{df}{f_0} \approx \frac{df_0}{f_0} + \frac{1}{2Q_n} (d\varphi_y + d\varphi'_{0.c}), \quad (1)$$

где φ_y — фазовый сдвиг в усилителе (в данной работе использовалась ЛБВ); f — генерируемая частота; f_0 — собственная частота резонатора; $\varphi_{0.c} = \varphi_p + \varphi'_{0.c}$ — фазовый сдвиг в цепи обратной связи; $\varphi_p = 2Q_n \frac{f_0 - f}{f_0}$ — фазовый сдвиг, вносимый резонатором; $\varphi'_{0.c}$ — сдвиг фазы в остальных элементах цепи обратной связи; Q_n — нагруженная добротность резонатора.

Рассмотрим отдельные составляющие выражения (1). Нестабильность собственной частоты резонатора обусловлена изменениями влажности и давления воздуха (в случае негерметизированного резонатора), а также изменением геометрических размеров резонатора из-за колебаний температуры окружающей среды. Первые два фактора — медленно меняющиеся и при расчетах кратковременной нестабильности частоты их действием можно пренебречь, а влияние третьего оценивается выражением

$$\left(\frac{df_0}{f_0}\right)_T = k\alpha dT, \quad (2)$$

где k — коэффициент, зависящий от геометрии резонатора (для резонаторов простой формы $k=1$); α — коэффициент линейного расширения материала, из которого сделан резонатор; dT — приращение температуры.

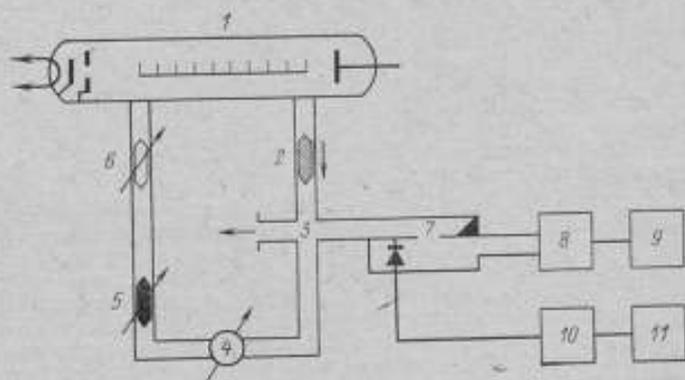
Для массивного медного резонатора, находящегося в обычных условиях, кратковременные колебания температуры стенок обычно не превышают $(0,01-0,05)^\circ\text{C}$, и соответствующие относительные изменения собственной частоты составляют величину порядка $(2-8) \cdot 10^{-8}\%$.

Изменения фазового угла, обусловленные другими элементами цепи обратной связи, можно не учитывать, так как даже наибольшие из них, вызываемые удлинением (или укорочением) волноводов при изменении температуры окружающего воздуха, вносят пренебрежимо малый вклад в общую нестабильность частоты генератора.

Неностоянство фазового сдвига в ЛБВ зависит главным образом от нестабильности напряжения питания спирали и при использовании резонатора с добротностью $\sim 10^6$ и стандартных источниках стабилизированных напряжений с колебаниями выходного напряжения $5 \times 10^{-2}\%$ вызывает нестабильность частоты генератора [6]

$$\left(\frac{df}{f_0}\right)_a \approx 0,29\pi \frac{N_1}{Q_n} \frac{du}{u} \approx 2 \cdot 10^{-6} \%, \quad (3)$$

где N_1 — длина замедляющей системы, выраженная в долях длины волны;
 $\frac{du}{u}$ — относительная нестабильность напряжения питания спирали.



Генератор с указанными выше параметрами был реализован на пакетированной ЛБВ трехсантиметрового диапазона с помощью эхо-резонатора прибора 50-И. Диапазон перестройки этого резонатора, работающего на волне H_{01} , составляет 1 ГГц (8,9—9,9 ГГц), а нагруженная добротность превышает 10^6 . Массивность конструкции резонатора 4 позволила использовать его без дополнительного термостатирования. Схема генератора и аппаратуры для измерения нестабильности его частоты приведена на рисунке.

Элементы цепи обратной связи выполняют следующие функции: ферритовый вентиль 2 типа Э8-24 уменьшает влияние внешней цепи на режим работы ЛБВ; двойной волноводный тройник 3 служит для связи выходного сигнала генератора и сигнала для измерения частоты генератора и ее стабильности; аттенюатор 5 и фазовращатель 6 обеспечивают амплитудное и фазовое условия самовозбуждения. Источники питания ЛБВ 1 — стандартные блоки типа Б1-2 и Б1-3. Монтаж элементов генератора выполнен волноводом размерами 23×10 мм.

Измерение частоты генератора производилось методом сравнения с опорной частотой, полученной в результате умножения до 9,36 ГГц умножителем частоты 8 сигнала кварцевого генератора 9 с относительной нестабильностью частоты $10^{-7}\%$ за 1 мин. Смеситель на щелевом мосте 7 позволяет выделять сигнал разностной частоты, который после усиления широкополосным усилителем 10 типа УЗ-11 поступает на электронно-счетный частотомер ЧЗ-30 11.

При измерении нестабильности частоты генератора в окрестностях частоты 9,36 ГГц не принимались какие-либо меры для уменьшения колебаний температуры окружающего воздуха. Приведенные ниже результаты измерений представляют собой максимальные значения нестабильности частоты при многократных измерениях.

Продолжительность измерений	Относительная нестабильность частоты, %
1 мин	$2,5 \cdot 10^{-4}$
10 мин	$5,8 \cdot 10^{-4}$
1 ч	$8,3 \cdot 10^{-4}$
6 ч	$1 \cdot 10^{-3}$

Исследование спектральных характеристик генератора с помощью анализатора спектра типа С4-5 показало, что частота генератора может перестраиваться во всем диапазоне работы эхо-резонатора. При этом для измерения частоты в пределах 5—15 МГц (в зависимости от участка диапазона) достаточно перестроить резонатор без регулировки фазовращателя и аттенуатора.

Частота генератора с достаточной для практики точностью может определяться по градуировочной кривой резонатора (цена деления лимба 210—270 кГц). Ширина спектра излучения определяется резонансной кривой резонатора и практически выходной сигнал можно считать монохроматическим. Мощность, передаваемая генератором внешним цепям, при использовании двойного волноводного тройника, составляет приблизительно 3 мВт.

Экспериментально установлено, что метод стабилизации частоты генератора с самовозбуждением при помощи объемного несверхпроводящего резонатора позволяет получить кратковременную нестабильность частоты порядка $10^{-4}\%$ за 1 мин. с одновременной возможностью перестройки генератора в широких пределах. Преимуществом генератора подобного типа является то, что он собирается полностью из готовых приборов, удобен в эксплуатации, имеет монохроматический сигнал и достаточно большую выходную мощность. При необходимости стабильность его частоты может быть улучшена простым пассивным термостатированием резонатора и заменой источников питания ЛБВ на сухие элементы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Техника измерений на сантиметровых волнах. Под ред. Г. А. Ремез, «Советское радио», 1949, 516 с.
2. Pound R. Electronic Frequency Stabilization of Microwave Oscillators. — «Rev. Sci. Instr.», 1946, pp. 490—505.
3. Менде Р. Р., Дмитриев В. М., Христенко Е. В., Чурилов Р. Е. Система автоматической подстройки частоты с использованием сверхпроводящего резонатора. — ПТЭ, 1967, № 3, с. 102—105.
4. Хайкин М. С. Генератор на ЛБВ, стабилизированный сверхпроводящим резонатором. — ПТЭ, 1961, № 3, с. 104—106.
5. Nguyen Tuong Viet M. Etude d'une cavité supracon ductrice a 3160 MHz. Application a la réalisation d'une oscillateur stabilisé en fréquence. — «Comptes Rendus Acad. Sci.», 1967, v. 264, pp. B1227—B1230.
6. Бычков С. И., Сафаров Н. И., Буренин Р. Т. Стабилизация частоты генераторов СВЧ. «Советское радио», 1962, 376 с.

Поступила в редакцию
10-X 1972 г.

ЭФФЕКТ ОСЦИЛЛЯЦИИ АМПЛИТУДЫ НАПРЯЖЕНИЯ НА СВЕРХПРОВОДЯЩЕМ КВАНТОВОМ ИНТЕРФЕРОМЕТРЕ ПРИ ИЗМЕНЕНИИ ВЕЛИЧИНЫ ТРАНСПОРТНОГО ТОКА

Первые эксперименты с многосвязными джозефсоновскими узлами, проведенные Жаклевичем, Лэмбом, Сильвером и Мерсером [1, 2], показали, что максимальный сверхпроводящий ток (так называемый транспортный), проходящий через такие узлы, зависит от магнитного поля с периодом, пропорциональным кванту магнитного потока $\Phi_0 = h/2e$.

В последующих экспериментах, проведенных различными исследователями [3—5], была показана возможность интерференции токов не только в многосвязных джозефсоновских узлах, но и в многосвязных узлах, имеющих конфигурацию точечных контактов, микропостиков и т. п.

Экспериментальные данные работы [7] свидетельствуют о том, что интерференционные эффекты сохраняются и в резистивной области, вследствие чего напряжение, возникающее на сверхпроводящем квантовом интерферометре, осциллирует с изменением величины магнитного поля. Зависимость амплитуды осцилляции напряжения от транспортного тока исследована в работе [8]. Экспериментальные кривые имеют один максимум по транспортному току.

В статье сообщается о наблюдении эффекта осцилляции амплитуды напряжения при изменении величины транспорта тока, связанного с квантованием магнитного поля транспортного тока, а также о методике эксперимента. Аналогичный эффект наблюдался несколько ранее Кларком и Фултаном [9].

Сверхпроводящие квантовые интерферометры (СКИ) изготавливались по методу Кларка [6]. Проволока по методу Кларка [6]. Проволока диаметром 0,03—0,01 мм из сплава ниобий—цирконий—титан окислялась электролитическим способом в растворе 10%-й серной кислоты. Толщина окисла контролировалась по цвету и составляла около 10^{-4} мм. В двух участках проволоки на расстоянии 1—5 мм друг от друга окисел пробивался электрической искрой или делались тонкие надрезы. Затем проволока погружалась в ванночку расплавленного оловянно-свинцового припоя. После остывания капли к проволоке подсоединялись потенциальные и токовые выводы и измерялось сопротивление интерферометра. Интерферометры с сопротивлением 0,01—0,5 Ом считались пригодными для дальнейших испытаний.

Питание цепи транспортного тока СКИ осуществлялось от регулируемого источника постоянного напряжения. Цепь тока смещения питалась от источ-

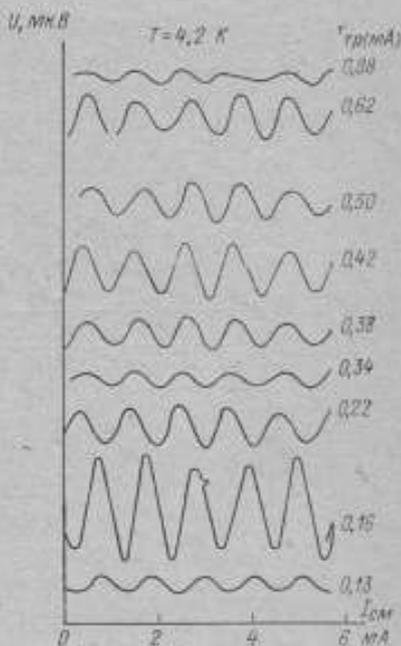


Рис. 1. Осцилляции напряжения на сверхпроводящем квантовом интерферометре при изменении тока смещения (магнитного поля)

ников: регулируемого постоянного напряжения, пилообразного и переменного напряжения (низкочастотного генератора ГЗ-35), которое использовалось для модуляции. Сигнал переменного напряжения от СКИ через согласующий трансформатор с коэффициентом трансформации 1:100 поступает на вход малошумящего усилителя У2-6 и далее на сигнальный вход синхронного детектора КЗ-2. На вход опорного сигнала синхронного детектора подавалось предварительно усиленное переменное напряжение от того же генератора ГЗ-35. Постоянное напряжение, пропорциональное напряжению на СКИ, с выхода синхронного детектора поступало на вход Y двухкоординатного самописца ЦЛС-021. На вход Y самописца подавалось напряжение, пропорциональное току смещения. Вся система была настроена на резонансную частоту хорошо экранированного входного трансформатора, равную 28 кГц. Схема позволяла осуществлять ручную или автоматическую запись осциллий напряжения на СКИ для различных транспортных токов при изменении тока смещения.

Образцы размещались в многослойном экране из мю-металла, укрепленном на конце тонкой латунной трубки, через которую были пропущены подводящие проводники. Применялся также сверхпроводящий экран. Наружный диаметр экранов не превышал 9,5 мм, что позволяло работать непосредственно



Рис. 2. Зависимость относительной амплитуды напряжения на интерферометре от величины транспортного тока.

в сосуде для хранения гелия СД-10Г. Все испытания проводились при температуре 4,2К.

Было испытано около ста сверхпроводящих квантовых интерферометров, изготовленных по описанной выше методике. Большинство из них позволили наблюдать эффект интерференции токов в сверхпроводниках. У нескольких интерферометров было обнаружено необычное изменение амплитуды осциллий напряжения при изменении величины транспортного тока. На рис. 1 приведена запись осциллий напряжения для одного из СКИ при изменении тока смещения (магнитного поля) для различных величин транспортных токов. В диапазоне значений транспортного тока 0,13—0,88 мА амплитуда осциллий напряжения дважды достигает максимума; для этого интерферометра удалось записать семь максимумов. По экспериментальным данным был построен график зависимости относительной амплитуды осциллий напряжения от величины транспортного тока, приведенный на рис. 2. По оси ординат отложена величина относительной амплитуды, по оси абсцисс — величина транспортного тока в миллиамперах; ниже оси абсцисс дана ось величины среднего напряжения на СКИ. Особенность относительной амплитуды напряжения заключается в том, что она осциллирует с изменением величины транспортного тока. В области значений транспортного тока 0,9—3,8 мА осцилляции имеют средний период по транспортному току, равный приблизительно 0,74 мА. Период осциллий напряжения по току смещения составляет 1 мА. В области 0—0,9 мА кривая имеет три максимума, расстояние между которыми по оси транспортных то-

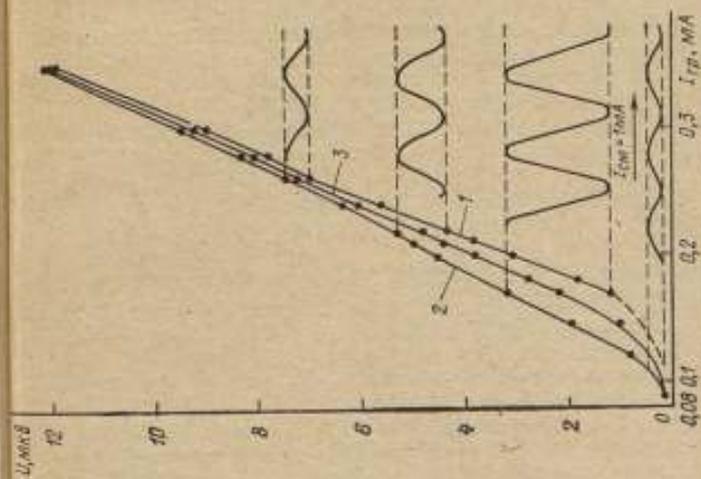


Рис. 3. Начальный участок вольт-амперной характеристики интерферометра

1 — при $\Phi = n\Phi_0$; 2 — при $\Phi = (n + \frac{1}{2})\Phi_0$; 3 — при $(n + \frac{1}{4})\Phi_0$

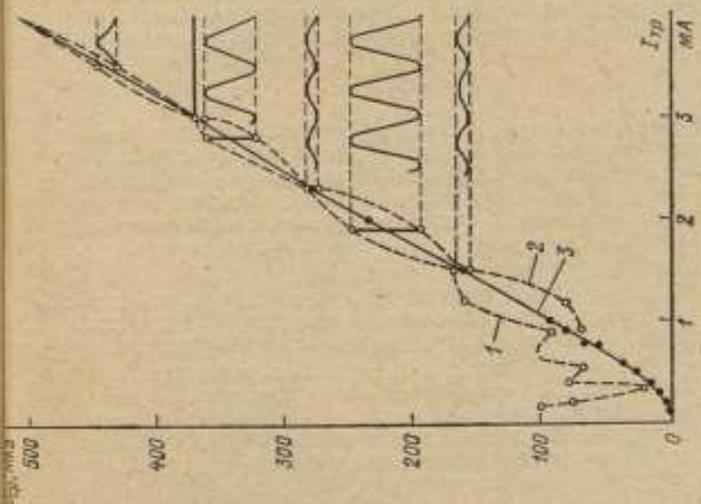


Рис. 4. Вольт-амперная характеристика интерферометра

ков равно 0,22 мА. В этой области можно видеть также два небольших горизонтальных участка на кривой. В пределах этих участков относительная амплитуда изменяется очень мало при изменении величины транспортного тока.

Необычный вид имеют вольт-амперные характеристики интерферометра при температуре 4,2К. На рис. 3 приведен начальный участок вольт-амперных характеристик, соответствующих трем значениям магнитного потока. На этом рисунке показаны осцилляции напряжения для четырех фиксированных значений транспортного тока при изменении тока смещения.

На рис. 4 дана вся вольт-амперная характеристика. Масштаб по оси напряжений для отклонений характеристик 1 и 2 от своего среднего значения увеличен в 40 раз. Как видно, вольт-амперные характеристики 1 и 2 осциллируют.

Заключение

Эффект осцилляции амплитуды напряжения при изменении величины транспортного тока через интерферометр связан с квантованием магнитного поля транспортного тока. Этим он отличается от похожего по внешней форме, но другого по природе эффекта, обусловленного самооблучением и резонансными свойствами интерферометра. В последнем случае на вольт-амперных характеристиках интерферометра появляются ступеньки, вызывающие эффект осцилляции амплитуды напряжения.

Как известно [10], при наличии ступеней на вольт-амперных характеристиках осцилляции напряжения имеют уплощенные вершины. Этих характерных признаков для большей части осцилляционных кривых не обнаружено.

Очевидно, что одновременное воздействие магнитного поля транспортного тока и эффекта, связанных с самооблучением и резонансными свойствами интерферометра должно приводить к немонотонности изменения амплитуды напряжения с несколькими максимумами. Следует заметить, что на СКИ, имеющих несколько контуров квантования, также можно наблюдать эффект осцилляции амплитуды напряжения при изменении транспортного тока.

ЛИТЕРАТУРА

1. Jaklevic R. C., Lambe J., Silver A. H., Mercereau J. E. Quantum interference effects in Josephson tunneling. — «Phys. Rev. Lett.», 1964, v. 12, № 7, pp. 159—160; Quantum interference from a static vector potential in a field free region. — «Phys. Rev. Lett.», 1964, v. 12, № 11, pp. 274—275.
2. Jaklevic R. C., Lambe J., Silver A. H., Mercereau J. E. Macroscopic quantum interference in superconductors. — «Phys. Rev.», 1965, v. 40, № 5A, pp. 1628—1637.
3. Jaklevic R. C., Lambe J., Silver A. H., Mercereau J. E. Microwave observation of quantum interference effects in superconductors. — «Phys. Lett.», 1964, v. 11, № 1, pp. 16—17.
4. Zimmerman J., Silver A. Quantum states and transitions in weakly connected superconducting rings. — «Phys. Rev.», 1967, v. 157, № 2, pp. 317—341.
5. Meservey R. Proposed ammeter using flux quantitation. — «J. Appl. Phys.», 1968, v. 6, pp. 2598—2605.
6. Clarke J. A superconducting galvanometer employing Josephson tunneling. — «Phil. Mag.», 1966, v. 13, pp. 115—127.
7. Ouboter Brugh R. de, Omar M. H., Miss A. J., Arnold P. T., Guinau T., Taconis K. W. Oscillations in the voltage between two weakly connected current carrying superconductors as a function of the applied magnetic field. Труды X Международной конференции по физ. низким температур, 1966, т. 2А, М., ВИННИТИ, 1967.
8. Бондаренко С. И., Дмитренко И. М. Сверхпроводящий магнитометр в резистивном режиме. Сб. тр. ФТИНТ АН УССР, 1968, вып. 3, с. 79—94.

9. Clarke J., Fulton T. A. Origin of low-voltage structure and asymmetry in the I-V characteristics of multiply-connected superconducting junctions. — *J. Appl. Phys.*, 1969, v. 40, № 11, pp. 4470—4476.

10. Дмитриенко И. М., Бондаренко С. И., Нарбут Т. П. СП интерферометр с резистивными точечными контактами. — *ЖЭТФ*, 1969, т. 57, № 5, с. 1513—1523.

Поступила в редакцию
10/Х 1973 г.

УДК 535.853.225 : 548.75

Е. Г. Гулина

ВНИИМ

СПЕКТРОМЕТР ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ В ДАЛЕКОЙ ИНФРАКРАСНОЙ ОБЛАСТИ

Далекая инфракрасная или субмиллиметровая область спектра (от 50 мкм до миллиметрового диапазона радиоволн) является наиболее перспективной в современной спектроскопии при изучении различного круга явлений в газах, жидкостях и особенно в физике твердого тела. Электромагнитное излучение в этой области связано с интересными физическими свойствами. Если далекую инфракрасную область ограничить интервалом 50—1000 мкм или в волновых числах $200\text{--}10\text{ см}^{-1}$ ($\bar{\nu} = \frac{1 \cdot 10^{-4}}{\lambda} \text{ см}^{-1}$), то этому интервалу будет

соответствовать частота излучения $3 \cdot 10^{11}\text{--}6 \cdot 10^{12}$ Гц ($\nu = \bar{\nu} \cdot c$). Энергия фотонов $h\nu$ в этом интервале оказывается равной тепловой энергии kT при температуре порядка 15—300 К. При таких температурах происходит расщепление энергетических уровней, которые можно наблюдать в далекой инфракрасной области.

С учетом этих зависимостей спектроскопическое исследование таких процессов, как например фотопроводимость полупроводников и сверхпроводимость металлов дает большую информацию, чем изучение макроскопических свойств. С помощью методов длинноволновой спектроскопии были получены интересные данные при измерениях частот основных колебаний решетки молекулярных кристаллов, резонансных колебаний в ионных кристаллах, при изучении ферритов и антиферромагнитного резонансного поглощения, при исследовании излучения Солнца, звезд, высокотемпературной плазмы, вращательных спектров газовых молекул, межмолекулярных взаимодействий в жидкостях и др. Однако общий объем работ в этой области все еще недостаточен. Причина заключается в больших трудностях, с которыми сталкиваются при исследовании в далекой инфракрасной области. Одна из основных — это отсутствие достаточно интенсивных источников излучения и высокочувствительных приемников. Излучение используемых термических источников можно с некоторым приближением считать подчиняющимся законам излучения абсолютно черного тела с максимальной температурой порядка 1500 К. При этой температуре максимум излучения приходится на ближнюю инфракрасную область спектра (около 5000 см^{-1}). Поскольку спектральная плотность излучения черного тела пропорциональна T^2 , то энергия излучения термического источника в далекой инфракрасной области составляет от энергии излучения в максимуме $10^{-3}\text{--}10^{-6}$. Из всех источников, используемых в длинноволновой области, наиболее энергетичной оказывается дуговая ртутная лампа, мощность излучения которой в интервалах, сравнимых с полупроводниковой исследуемых полос поглощения, имеет величину порядка 10^{-9} Вт [1].

Поскольку пороговая чувствительность используемых пьезоэлектрических (оптико-акустических) приемников излучения не превышает $10^{-10}\text{--}5 \cdot 10^{-11}$, то

спектрометры в этой области спектра работают при крайне низком отношении сигнала к шуму, что вносит значительные качественные и количественные искажения в регистрируемый спектр даже при сравнительно медленных скоростях сканирования (десятые и сотые доли см^{-1} в 1 мин). Кроме того, такая проблема как фильтрация излучения, достаточно сложная в спектрометрах с дифракционными решетками, с учетом приведенных энергетических соотношений становится одним из главных препятствий в освоении далекой инфракрасной области. Однако количество аппаратуры, создаваемой для исследований в этой области спектра, непрерывно растет, а в ряде стран уже приступили к промышленному выпуску длинноволновых спектрометров [2].

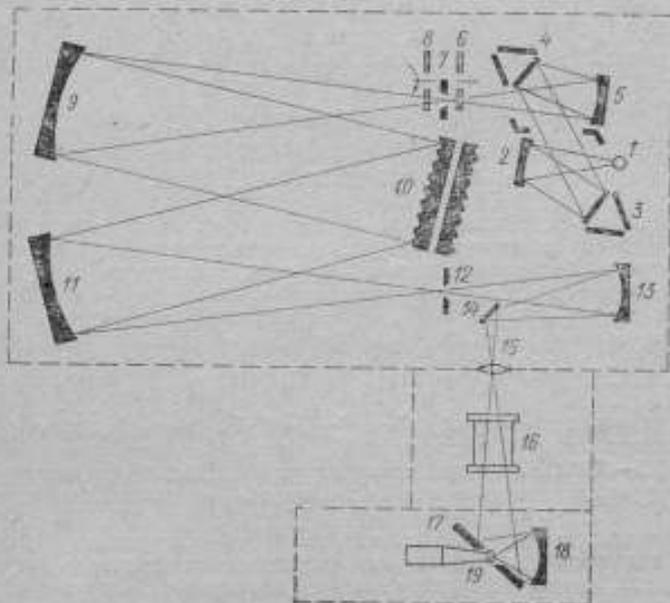


Рис. 1. Оптическая схема спектрометра

Разработанные за последние годы низкотемпературные приемники дают возможность уменьшить время регистрации спектров максимально в 10000 раз при том же отношении сигнала к шуму, с каким обычно приходится работать при использовании приемника типа Голем [1].

В настоящей работе дано описание нового спектрометра с дифракционными решетками, предназначенного для исследования в далекой инфракрасной области спектра. При создании прибора за основу был взят монохроматор с осветителем, оптическая схема и конструкция которого разработаны в ЛГУ им. Жданова [3]. Прибор представляет собой вакуумный автоматический однолучевой спектрометр с рабочим диапазоном $50-300$ мкм ($200-33$ см^{-1}). Конструктивно он оформлен в виде отдельных блоков, смонтированных на общем массивном столе. Электронно-усилительная система, система питания и регистрации размещены в отдельной электронной стойке.

Монохроматор, построенный по схеме Черни-Тернера, имеет в качестве диспергирующих элементов сменные шхелетты 12, 6, 4, 2 штр/мм с размером заштрихованной поверхности 150×150 мм и углом блеска 12° . Рабочий порядок дифракции (первый) выделяется с помощью системы отражающих и пропускающих фильтров.

Для устранения коротковолновой радиации используется селективная модуляция. Фокусные расстояния сферических коллиматорных зеркал 500 мм.

Рабочая высота щелей 30 мм. Источник излучения — прямая ртутно-кварцевая лампа ПРК-4, приемник — оптико-акустический ОАП-4 с кварцевым окном диаметром 6 мм. Спектры регистрируются на электронном автоматическом самонастраиваемом потенциометре ЭПП-09М3.

Оптическая схема спектрометра приведена на рис. 1. Радиация от источника излучения 1 с помощью сферического зеркала 2 направляется последовательно на отражающие фильтры 3 и 4, а затем зеркалом 5 после прохождения через пропускающий фильтр 6 фокусируется на входной щели монохроматора 7. Пройдя через модулятор 8, радиация поступает на сферический объектив 9, а затем параллельным пучком падает на плоскую дифракционную решетку 10, где разлагается в спектр. Диспергированное излучение поступает на второе сферическое зеркало 11, которое образует в своей фокальной плоскости изображение входной щели монохроматора, совпадающее с плоскостью выходной щели 12. Сферическое зеркало 13 и плоское поворотное зеркало 14 создают изображение выходной щели в плоскости, где устанавливается коллективная линза 15. После прохождения радиации через исследуемый образец 16 изображение щели с помощью плоского зеркала 17 и эллиптического зеркала 18 проецируется на приемнике радиации 19. Используемая приемо-осветительная система, состоящая из двух зеркал и коллективной линзы, с общим увеличением $1/6^{\circ}$ позволяет полностью спроецировать изображение выходной щели на входное окно приемника излучения, обеспечивая при этом длину юветного отделения 190 мм.

Кроме селективной модуляции, в спектрометре в качестве отражающих фильтров используются реплики с дифракционных решеток 24, 12 и 6 штрих/мм, штрихи на которых нанесены перпендикулярно к направлению щели. К фильтрам, работающим на пропускание, относятся полистирол с запрессованными в него порошками кристаллов КВг и ТlVг, а также пропускающие дифракционные перекрещенные решетки, нарезанные на полистироле [4].

Монохроматор с осветительной системой, расположенные на массивном основании, заключены в вакуумную кожух в форме стальной трубы с внутренними ребрами жесткости. Источник излучения в металлическом кожухе охлаждается проточной водой. Во избежание перегрева окружающих деталей вблизи кожуха установлен ртутный термоконтрактор с температурой контактирования $+50^{\circ}\text{C}$, включенный в систему автоматического выключения ртутной лампы.

В системе осветителя установлены отражающие реплики на двух поворотных столах (по три штуки на каждом) под углом 60° друг к другу и пропускающие фильтры в поворотном диске перед входной щелью монохроматора. Рабочие фильтры, так же как и ширины раскрытия щели, устанавливаются вручную с помощью рукояток, выведенных через вакуумные уплотнения наружу корпуса прибора.

Эшелетты устанавливаются попарно нерабочими поверхностями друг к другу в одну общую оправку, которая закрепляется на вращающемся столе монохроматора, представляющем собой червячное колесо диаметром 290 мм с числом зубьев 600.

Движение на стол передается от электродвигателя ДМ-3 через коробку скоростей и червячную передачу, которые составляют привод сканирования спектрометра. Угловое положение стола с эшелеттами определяется в относительных делениях по цифровому счетчику и шкале барабана привода сканирования с погрешностью порядка 10° . В процессе записи спектра угловое положение отмечается автоматически через каждое деление счетчика (100 делений шкалы барабана) с помощью реперного устройства, амортизированного в коробку скоростей.

Входная и выходная щели монохроматора раскрываются синхронно в пределах 0—15 мм с помощью микрометрического винта, который посредством штока перемещает клин, раздвигающий тиги, связанные с ножами щелей.

Селективный двухлопастный кристаллический модулятор установлен за входной щелью. На входной щели модулятора расположен синхронный выпрямитель с контактной группой реле РП-7. Замыкание крайних контактов со

средним осуществляется с помощью кулачка, который приводится в движение электродвигателем Г-205 с редуктором. С корпусом монохроматора жестко связан кронштейн, на котором устанавливаются блоки кюветного отделения и приемника излучения с системой проектирующих зеркал. Вакуумное кювет-

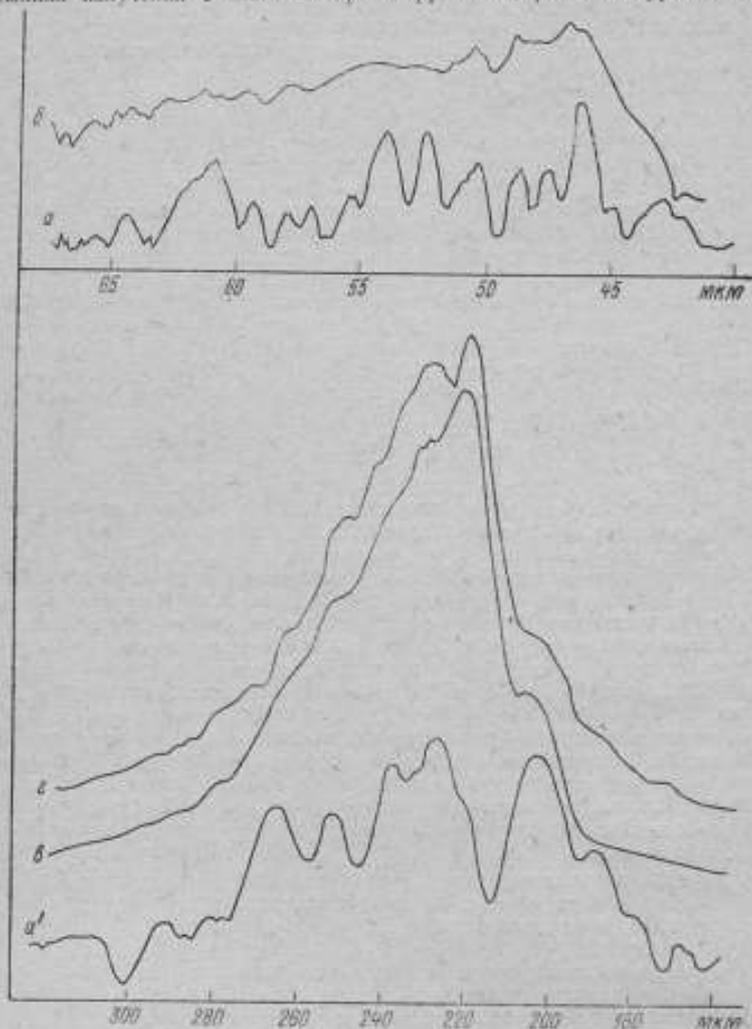


Рис. 2. Спектр излучения ртутной лампы на фоне полос поглощения паров атмосферной воды: *a, a'*—спектрометр не откачан; *b*—откачан до давления $2 \cdot 10^{-1}$ мм рт. ст., блок приемника продувался азотом; *в*—спектрометр откачан до давления $2 \cdot 10^{-1}$ мм рт. ст., блок приемника осушается анализом (без продувки азотом); *г*—тот же спектр через 20 ч (без дополнительной откачки и продувки)

ное отделение размером $190 \times 315 \times 300$ мм герметично присоединяется к боковому фланцу монохроматора. Кюветное отделение отделяется от монохроматора съемной коллективной линзой, герметично закрепленной во фланце, а от

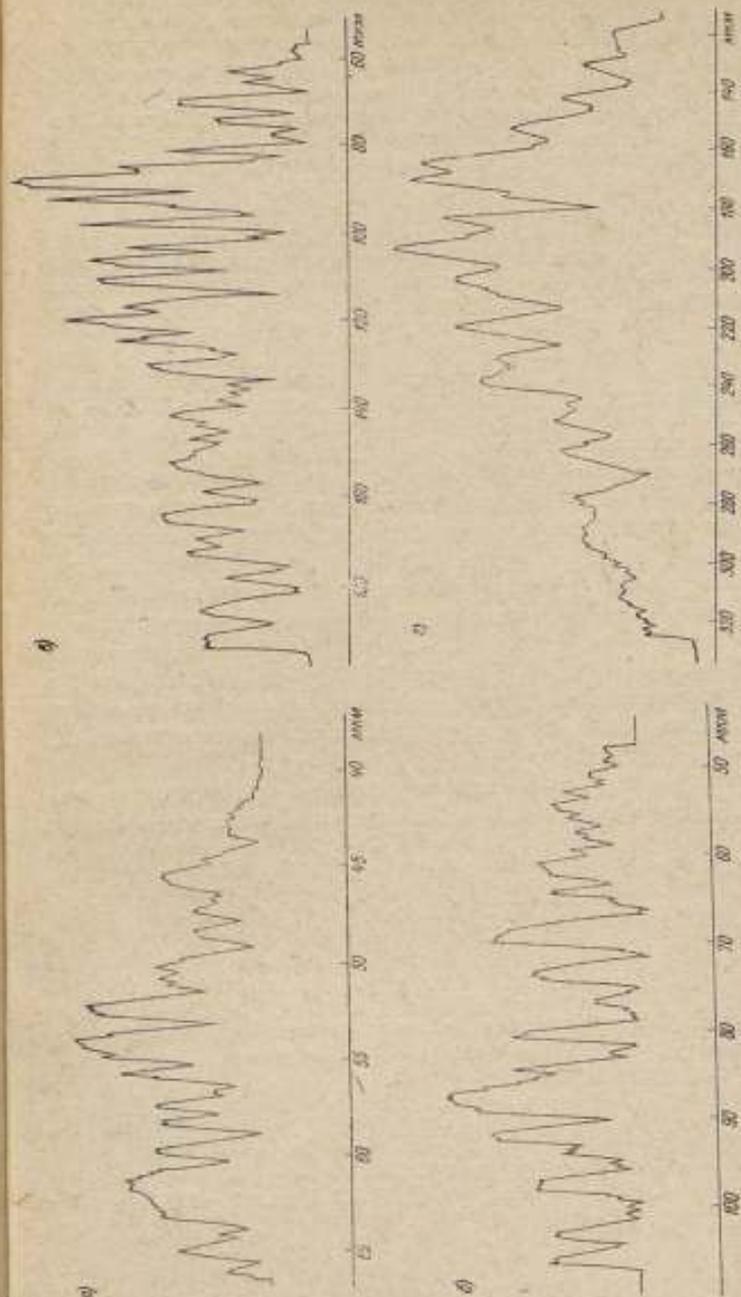


Рис. 3. Спектры поглощения паров атмосферной воды в рабочем диапазоне прибора: а — с решеткой 12 штр/мм, фильтр — две отражающие решетки 12 штр/мм, ширина щели 2,5 мм; б — с решеткой 6 штр/мм, фильтр — две отражающие решетки 12 штр/мм, ширина щели 2,8 мм; в — с решеткой 4 штр/мм, фильтр — две отражающие решетки 12 штр/мм и полиэтилен с запрессованным порошком КВ; г — с решеткой 2 штр/мм, фильтр — две отражающие решетки 6 штр/мм и пропускающая двойная перфорированная полиэтиленовая решетка с постоянной 300 мкн

блока приемника — защитным окном из полиэтилена. Для предотвращения деформации полиэтиленового окна при вакуумизации кюветного отделения его положение фиксируется металлической диафрагмой с ребрами жесткости.

Поскольку оптико-акустический приемник не предназначен для работы в вакууме, то блок приемника имеет свой защитный кожух со штуцерами, через которые он может продуваться сухим воздухом (азотом). При работе с кюветами или приспособлениями больших размеров блок кюветного отделения можно снять с основания кронштейна. При этом приемно-осветительная система остается жестко связанной с монохроматором и дополнительная юстировка не требуется.

Спектрометр снабжен комплектом газовых и жидкостных кювет. Газовые кюветы длиной 100 и 20 мм имеют стеклянный корпус и сменные окна из полиэтилена и плавленого кварца. Разборные жидкостные кюветы с различной толщиной слоя 0,5—2,0 мм, задаваемой фторопластовыми прокладками, имеют специальные сквозные отверстия для заполнения и промывки кювет без ее разработки.

В электронной стойке спектрометра размещены стандартный усилитель к ОАП-4, автоматический потенциометр ЭПП-09МЗ, вакуумметр ВИТ-2П, системы стабилизации, питания и контроля режимов работы ртутной лампы с блоком автоматического выключения.

Вакуумная система спектрометра состоит из механического газобалластного вакуумного насоса ВН-2МГ производительностью 7,15 л/с, подключенного к двум вакуумным вентилям, расположенным на монохроматоре и в кюветном отделении. Давление измеряется термомпарно-ионизационным вакуумметром ВИТ-2П с термомпарно-манометрическим преобразователем ЛТ-2. Вакуумизация объемов монохроматора и кюветного отделения может осуществляться независимо друг от друга. Через 10—15 мин, после подключения насоса в системе устанавливается давление порядка $3 \cdot 10^{-1}$ мм рт. ст., при котором практически полос поглощения паров атмосферной воды (рис. 2) не наблюдается. Блок приемника продувается газообразным азотом или осушается цингитом.

На рис. 3 представлены записи спектров поглощения атмосферной воды во всем рабочем диапазоне, выполненные на спектрометре, отключенном в течение 2—3 мин.

ЛИТЕРАТУРА

1. Tinkham M. Far-infrared Spectroscopy of Solid State Physics. — «Science», 1964, v. 145, pp. 200—221.
2. Ярославский Н. Г. Первые промышленные спектрометры и спектрофотометры для далекой инфракрасной области. — «Оптико-механическая промышленность», 1965, № 12, с. 42—50.
3. Буланин М. О., Тонков М. В. Длинноволновый инфракрасный спектрометр. — «Журнал прикладной спектроскопии», VII, 1967, с. 447—450.
4. Ressler G. M., Möller K. D. Far-infrared Bandpass Filters and measurements on a Reciprocal Grid. — «Appl. Optics», 1967, № 5, pp. 893—901.

Поступило в редакцию
10/X 1972 г.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННО-ОПТИЧЕСКОГО МЕТОДА
ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ МОЛЕКУЛЯРНОЙ КИНЕТИКИ ДЕФОРМИРОВАНИЯ
ПОЛИМЕРНЫХ ПЛЕНОК

За последние годы все большее применение в специальных отраслях техники получают тонкие полимерные пленки. К таким материалам предъявляются жесткие требования по однородности механической прочности и диэлектрической проницаемости. Это ставит определенные задачи перед метрологией, а именно: разработку объективных критериев параметров качества таких пленок и методов их определения.

Толщины используемых и вновь разрабатываемых пленок могут быть соизмеримы с размерами надмолекулярных образований, а в отдельных случаях и с длиной макромолекулы. Механическая прочность и диэлектрическая проницаемость зависят от ориентации молекулярной структуры, создаваемой в процессе изготовления пленок.

Приведенные соображения указывают на то, что однородность молекулярной структуры является одним из важных параметров качества. Кроме того, в процессе технологической вытяжки (молекулярной ориентации) происходит разрыв части молекулярных цепей, что ведет к уменьшению молекулярных элементов пространственной сетки, активно воспринимающих внешнюю нагрузку. Это отражается на механической прочности и, следовательно, также является одним из параметров качества.

Таким образом, исследование кинетики молекулярной перестройки в пленках при их деформировании является наиболее реальным путем решения задачи о молекулярных критериях качества тонких полимерных пленок. Для исследования указанных процессов производились одновременные измерения деформации образцов под действием внешних воздействий и сопутствующие изменения молекулярной структуры поляризационно-оптическим методом.

Двойное лучепределение молекулярной системы обуславливается пространственной геометрией составных элементов и их поляризуемостью [1]. В недеформированном состоянии молекулярная сетка является изотропной; направления полимерных цепей равновероятны. При воздействии на полимер внешней растягивающей силы узлы пространственной сетки совершают перемещение по закону макродеформации (гипотеза об аффинности деформирования сетчатых полимеров). Тензор градиента смещения в этом случае

$$\lambda_{ij} = \frac{\partial x'_n}{\partial x_n^0} \quad (1)$$

где ∂x_n — координата произвольного узла сетки в состоянии покоя (изотропное состояние); $\partial x'_n$ — координата того же узла в процессе деформирования в момент времени t .

Ось x при этом выбирается вдоль направления приложенного внешнего линейного поля (например линейное растяжение).

В случае объемного напряжения координатные оси целесообразно выбирать так, чтобы тензор λ был диагональным. При этом его элементы дают три главных значения удлинения λ_1 , λ_2 , λ_3 , полностью описывающих деформацию.

Кратчайшие расстояния между узлами сетки характеризуются векторами r . Отношение номинальной длины молекулы L к модулю вектора r характеризует энтропию данного состояния макромолекулы. При деформировании сетки величина вектора растет, а его направление стремится к направлению вытяжки. Энтропия при этом падает. В предельном положении, когда цепь вытнута полностью, энтропия равна минимуму: единице. Отношение модуля вектора к пол-

ной длине макромолекулы меньше единицы. По теории Куна разность поляризуемостей цепи

$$P_1 - P_2 = n(\alpha_1 - \alpha_2) \left[\frac{3}{5} \left(\frac{r}{nl} \right)^2 + \frac{36}{175} \left(\frac{r}{nl} \right)^4 + \frac{108}{875} \left(\frac{r}{nl} \right)^6 + \dots \right] \quad (2)$$

где n — число статистических звеньев длиной l , составляющих макроцепь; $\alpha_1 - \alpha_2$ — разность поляризуемостей статистических звеньев параллельно и перпендикулярно относительно направления звена.

Вектора r распределены в пространственной сетке в зависимости от ее состояния. Функция распределения $W(r)$ усредненного состояния поля связана с такой же функцией деформированной сетки

$$W'(r) = \frac{W(r/\lambda)}{\lambda} \quad (3)$$

где λ — определена зависимостью (1). Флуктуационные колебания здесь не рассматриваются, так как они являются причиной деполаризации светового пучка.

Анализируя зависимости (2) и (3), заметим, что изменение разности поляризуемостей макроцепей в процессе внешних воздействий на пространственную сетку фактически характеризует изменение функции распределения векторов r .

Усредненная разность поляризуемостей сетки однозначно связана с величиной разности фаз двойного лучепреломления этой среды. Интенсивность изменения главных значений удлинения во времени (или при температуре) определяется измерением величины деформации по перемещению зажимов, в которых закреплен исследуемый образец, или использованием муарового эффекта [2].

Совокупность макро- и микроизмерений (оптико-механический метод исследования молекулярной кинетики при внешних воздействиях) позволяет количественно оценивать некоторые молекулярные параметры макроцепей: поляризуемость макромолекул и составляющих молекулярных сегментов, энергии межмолекулярных связей (вторичных связей), усредненную величину энтропии и т. д. Эти параметры являются решающими при прогнозировании механического поведения и диэлектрической проницаемости полимерных пленок.

Для оценки качества тонких полимерных пленок в основном следует учитывать однородность молекулярной сетки (наличие кристаллических включений), однородность и интенсивность молекулярной ориентации и, наконец, соблюдение условий сплошности (наличие сквозных отверстий в пленках). Эти задачи успешно решаются оптико-механическим методом.

Для возможности точных измерений указанным методом во ВНИИМ была сконструирована установка ОМС-1 (оптико-механический стенд). Особое внимание при этом уделялось чувствительности анализаторов и надежности работы. Установка состоит из блока нагружения образца и регистрации макропроцесса, блока обеспечивающего температурный режим испытаний и блока регистрации микропроцесса.

Для обеспечения заданного режима деформирования создан универсальный релаксметр деформаций, который позволяет производить испытания полимерных пленок в режимах деформации (ползучесть), разгрузки (обратная ползучесть), деформирования с заданной скоростью. Прибор имеет возможность осуществить механическое нагружение образца, автоматическое подслеживание и замер величины деформации, автоматическую запись диаграммы процесса деформации (см. рис. 1).

Нагружение образца производится механически при помощи электродвигателя ДЭ, зубчатой передачи 1 и ходового винта 2. При отрыве груза от катушки 3 автоматически включается секундомер и сигнальная лампочка, что характеризует начало выхода на заданный режим.

Усилие на образец передается от подвески 4 с помощью стальной ленты 5, перекинутой через блоки 6 и 7. Для обеспечения постоянного напряжения на образце в процессе ползучести блок 7 следует заменять на фигурный сектор.

Величина деформации образца определяется по перемещению верхнего зажима 8. В зависимости от величины создаваемой деформации ее замер можно производить тремя автономными узлами. При деформации 200—300% удобно пользоваться измерительным сектором 9 с ценой деления 0,5 мм. Контактнo-винтовая система с лимбом 10 имеет цену деления 0,005 мм. Число оборотов лимба 10 регистрируется счетчиком импульсов. При размыкании контактов K_1 и K_2 двигатель Д1 автоматически включается и при помощи пасика вра-

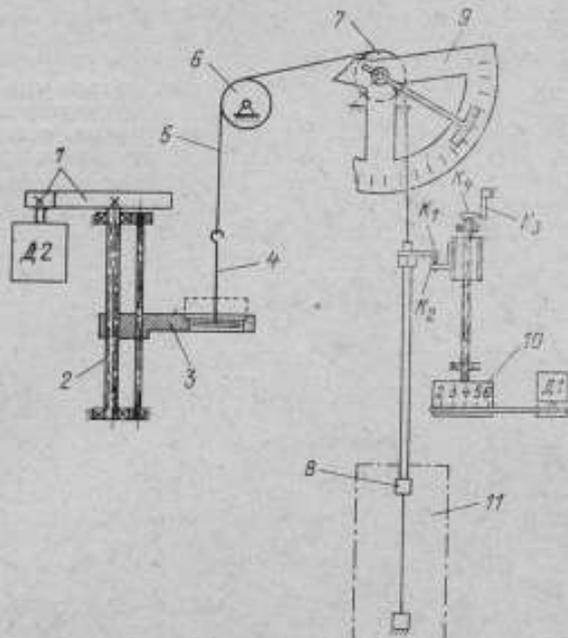


Рис. 1

щает лимб 10 до соприкосновения контактов. Скорость подслеживания и нагружения при ползучести полимерного образца регулируется с пульта.

Третий узел измерительной системы позволит записывать процесс ползучести на диаграммной ленте. Самописец работает от сигнала сельсина-датчика. В процессе разгрузки контакт K_2 устанавливается над контактом K_1 .

Для работы установки в режиме деформирования с заданной скоростью подвижная каретка жестко соединяется с поддоном. Автоматический релаксометр деформации снабжен термикриокамерой 11, позволяющей создавать рабочие температуры от -160 до $+400^\circ\text{C}$. В термикриокамере встроены окна из неактивного стекла. Это позволяет использовать камеру при оптических измерениях.

Для задания и регулирования температуры использовалась система автоматического регулирования, которая обеспечивает стабильность температуры с достаточной точностью. Система автоматического регулирования состоит из регулятора, усилителя мощности и задатчика температуры.

Тиристорный усилитель включает силовые тиристоры и узел, обеспечивающий их фазовое управление [3]. При изменении величины тока,

проходящего через тиристоры, регулируется величина тока на выходе моста, т.е. на нагрузку.

В качестве датчика температуры в схеме используется программный датчик типа ПД-44УМ-1 для выдачи сигнала постоянного тока, изменяющегося во времени согласно программе, заданной конфигурацией программного диска. Для поддержания температуры в заданных точках выключается двигатель, вращающий программный диск.

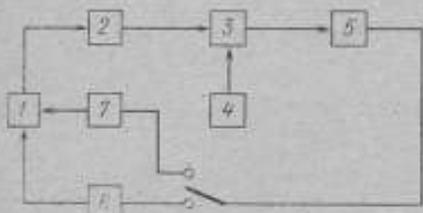


Рис. 2

ского регулирования поддерживает температуру испарителя такой, чтобы интенсивность испарения азота обеспечивала заданную температуру внутри термокамеры. Блок-схема автоматического регулирования температуры показана на рис. 2.

В оптической схеме установки для измерения разности хода, возникающей при двойном лучепреломлении, использован метод Сенармона, согласно

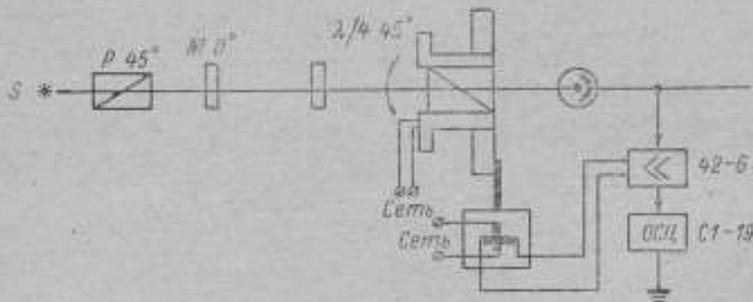


Рис. 3

которому изменение разности фаз φ между компонентами эллиптически поляризованного света сводится к измерению угла θ поворота анализатора.

С целью увеличения чувствительности метода в установке применена модуляция потока излучения при помощи электромеханического вибрационного модулятора [5]. В этом случае, как показал анализ [8], поток излучения, выходящий из анализатора, состоит из двух составляющих — постоянной и переменной, которая практически содержит только первую и вторую гармоники.

Принцип работы установки заключается в следующем. Когда разность фаз, возникающая в исследуемом образце, скомпенсирована, составляющая фототока, соответствующая частоте модуляции (первая гармоника), исчезает и сигнал на выходе усилителя равен нулю. В случае недокомпенсации (как и в случае перекомпенсации) двойного лучепреломления образца появляется сигнал, соответствующий частоте модуляции, который после усиления подается на серводвигатель, вращающий анализатор до тех пор, пока сигнал не будет

равен нулю, т. е. пока вновь не будет скомпенсирована разность фаз, возникшая в образце.

На рис. 3 приведена оптическая схема ОМС, где показана ориентация элементов оптики относительно оси вынужденной анизотропии образца. Поток излучения от источника *S*, пройдя поляризатор *P*, падает на исследуемый образец полимера. Если образец полимера изотропен, т. е. не имеет предварительной вытяжки, то падающий на него линейно поляризованный свет не претерпевает изменений и сигнал на выходе системы отсутствует. Для этого положения характерно отсутствие первой гармоники электрического сигнала, что визуально можно наблюдать на индикаторе (осциллограф С1-19) в виде удвоения частоты сигнала.

При нагружении образца макромолекулы его ориентируются вдоль оси приложения силы и образец приобретает анизотропные свойства. При этом линейно поляризованный свет, входящий в образец, разлагается на два линейно поляризованных луча, колеблющихся во взаимно перпендикулярных направлениях и распространяющихся с разными скоростями.

Удвоенное значение угла θ равно измеряемой разности фаз. Этот угол измеряется при помощи колеблющегося анализатора по отсутствию первой гармоники электрического сигнала.

Источником света *S* служит гелий-неоновый оптический квантовый генератор (ЛГ-56) с длиной волны 633 нм. Малая расходимость потока излучения и большая плотность его позволяют исследовать полимерные материалы с оптической плотностью порядка 1,8.

В качестве поляризатора применена двойная призма Френкеля—Риттера, изготовленная из исландского шпата высокого качества. Анализатором является поляридная пленка, заклеенная во избежание механических повреждений в покровные стекла.

Модуляция потока излучения осуществляется колебанием анализатора с частотой 50 Гц. Величина амплитуды колебания может регулироваться в зависимости от напряжения питания модулятора в пределах нескольких градусов. Крепление анализатора в модуляторе осуществляется при помощи цилиндрической оправки, плотно входящей в колеблющийся узел модулятора. Компенсатор $\lambda/4$ состоит из слюдяной пластинки, заклеенной в покровные стекла.

В качестве фотоприемника использован фотоумножитель ФЭУ-27, заключенный во избежание внешних наводок в стальной кожух. Питание ФЭУ-27 осуществляется от высоковольтного стабилизированного выпрямителя ВС-23. Все оптические элементы вставлены в соответствующие держатели рейтеров и установлены на оптическом рельсе.

Анализ погрешностей оптической части ОМС показал, что ошибка в угле поворота анализатора при определении разности фаз, возникающей в полимерном образце, не превосходит $0,5^\circ$. Таким образом, оптическая часть ОМС в совокупности с релаксметром деформаций позволяет производить исследование молекулярных процессов в материалах при задаваемых внешних режимах и во времени. Блок-схема ОМС показана на рис. 4.

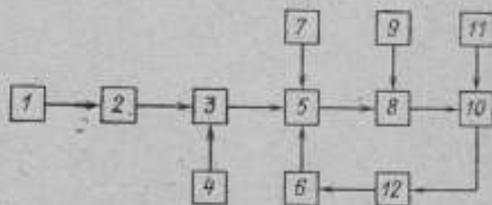


Рис. 4

Приведем некоторые результаты испытания полиуретановых эластомеров, являющихся новым видом полимерных материалов, получивших широкое применение в производстве каучуков, пластмасс, пленок и др.

Основные свойства полиуретановых эластомеров определяются наличием в полимерных цепях различных типов химических связей и функциональных групп, многообразие которых создает широкие возможности для возникновения межмолекулярных связей с различной энергией и химической природой: от водородных до Ван-дер-Ваальсовых. Межмолекулярные силы имеют большое значение, так как их величина определяет тот температурный барьер, кото-

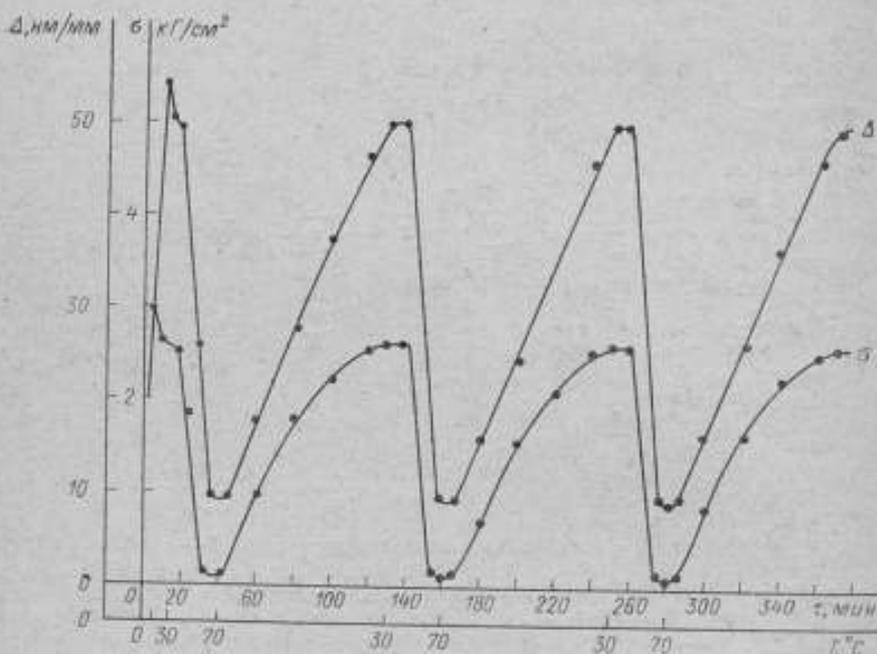


Рис. 5

рый выдерживает полимер без нарушения структуры. Возможность перераспределения межмолекулярных связей в полиуретановых эластомерах при деформировании может быть одной из причин проявления полиуретанами специфических свойств [4].

Доказано, что увеличение количества поперечных химических связей вызывает понижение прочности уретановых эластомеров на основе сложного полиэфира при комнатной температуре. Такое падение возникает в результате уменьшения ориентации цепей и, следовательно, уменьшения возможности образования водородных связей и проявления других сил межмолекулярного взаимодействия. Это явление свидетельствует о том, что прочность уретановых эластомеров во многом зависит от связей, имеющих иную природу, чем истинно валентные связи.

В структуре уретанов имеется несколько групп: биуретовые, аллофатные, уретановые и мочевиные, которые могут разрушаться и перестраиваться под действием напряжения. Для разрушения и перестройки этих групп может потребоваться энергия активации 2—50 ккал/моль.

Авторами исследованы деформационные свойства полиуретанового компаунда на основе сложного полимера — полидиоксида регулярного строения с молекулярным весом 4000. Пространственная сетка получалась в результате полимеризации с избытком толуилен-2,4-диизоцината в присутствии активного комплекса.

Стабильность структурных изменений при знакопеременной скорости температурного воздействия исследовалась следующим образом. Образцу полиуретана давалась возможность полностью отрелаксировать при 5%-й вытяжке и комнатной температуре, затем его помещали в термокамеру, где циклически создавались температуры 30–70°C со скоростью изменения при понижении 1°C за 2 мин, и возрастании 4°C за 2 мин. Изменение напряжений и двойного лучепреломления при этом показаны на рис. 5.

Как показывает анализ экспериментальных данных, необратимых структурных изменений в данном полиуретане не наблюдается. Изменение напряжений в пространственной молекулярной сетке образца происходит за счет изме-



Рис. 6

нения и перераспределения энергий, определяющих ту или иную форму молекулярных взаимодействий. Для случая релаксации напряжений воспользуемся аппроксимацией термодинамического уравнения

$$\alpha = \left(\frac{\partial E_m}{\partial l} \right) - \left(\frac{\partial E_m}{\partial l} \right)_T - T \left(\frac{\partial S}{\partial l} \right), \quad (4)$$

где E_m — энергия «вскачивания» формы макромолекулярной цепи, которая возрастает при вытяжке и является функцией мгновенного состояния макроструктуры по температуре, при которой происходит единичное удлинение образца; E_m — энергия межмолекулярного взаимодействия; T — температура; l — длина цепи (при рассмотрении суммы энергий по всему исследуемому объему, l может быть интерпретирована как длина образца).

На ранней стадии релаксации падение напряжений реализуется за счет уменьшения искажения формы макромолекулы. Двойное лучепреломление при этом изменяется значительно медленнее, чем напряжения. Это можно проиллюстрировать на схеме рис. 6. Падение напряжений в макромолекулярной цепи AB происходит за счет распрямления. Величина двойного лучепреломления пропорциональна векторной сумме статистических сегментов цепи. На рис. 6 эта сумма определена R_{AB} , которая в обоих случаях не изменяется. Следует учитывать, что на величину напряжения влияет энтропийная упругость макроцепи, которая пропорциональна температуре, а также энергия межмолекулярного взаимодействия, падающая с ростом температур.

Основной причиной повторяющейся температурно-циклической релаксации (см. рис. 5) является, очевидно, изменение энергии E_m , как функции от температуры. При низких температурах энергия искривления пространственной сетки молекулы вкладывает основную долю в напряжения пространственной сетки. Межмолекулярное взаимодействие играет более активную роль, чем энтропия. Одним из наиболее характерных явлений при деформировании полиуретанов является своеобразное поведение структуры.

Установлено, что процесс деформирования можно представить следующим образом. В момент приложения нагрузки происходит межмолекулярная и межмолекулярная раздвижка (изменяется E_{κ}), затем уменьшаются искривления макроцепей при интенсивной ориентации структуры вдоль направленной силовой поля. Учитывая неоднородность элементов, составляющих молекулярную структуру по интенсивности взаимодействия, по длине и т. д., логично предположить, что часть макроцепей выходит из сцепления пространственной сетки. Определение типов разрушаемых цепей возможно при помощи анализа энергий активаций.

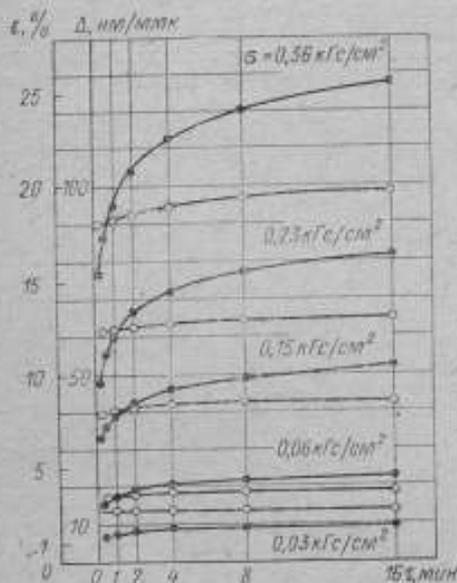


Рис. 7

Выражение (5) показывает, что в процессе релаксации число N_c падает. Тогда скорость падения числа узлов соответствует скорости релаксации и определяется

$$\frac{dN_c}{dt} = -\frac{b}{t} N_c \quad (6)$$

Отношение b/t определяется из реологического рассмотрения поведения материала во внешнем поле. Тогда величина энергии, соответствующая квазиравновесному состоянию, определенному числом N_c , может быть найдена

$$U_c = R \left[\ln \left(\frac{N_c(T_g)}{N_c} \right)^{1/b} \frac{t_0}{t} \right] \frac{T_g T}{T - T_g} \quad (7)$$

По описываемой методике проанализирована деформация ползучести полиуретана (см. рис. 7). К началу процесса число N_c составило 16×10^{19} , через 1 мин. — 8×10^{19} , через 2 мин. — $7,2 \times 10^{19}$, через 8 мин. — $6,5 \times 10^{19}$. / см^3 . Для тех же значений времени $U_c = 1,76$; 4,52; 8,70 ккал/моль.

Полученные результаты можно интерпретировать следующим образом (используя справочные данные): за 1-ю минуту ползучести реализована за счет преодоления межмолекулярного взаимодействия (определена от 0,5 ккал/моль); за 2 мин. деформация протекает за счет разрушения водородных связей (определена $4,8 \pm 1$ ккал/моль), за 8 мин. — за счет связей N—H...OC (определена 8,36 ккал/моль). Для разрушения и перестройки биуретовых, аллофт-

Число узлов пространственной молекулярной сетки зависит от температуры и времени деформирования объекта. Число узлов для аморфных полимеров при данной температуре.

$$N_c = \frac{N_c(T_g)}{(at/t_0)^b} \quad (5)$$

где $N_c(T_g)$ — число узлов при температуре стеклования; t_0 — время $t = t_0$ и число узлов, соответствующих температуре стеклования;

$$a = \exp \frac{U_c}{R} \left(\frac{1}{T_g} - \frac{1}{T} \right);$$

R — газовая постоянная; b — коэффициент, зависящий от молекулярного веса.

ных, уретановых и мочевиновых групп требуются более высокие энергии, т. е. большая нагрузка и время.

Таким образом, оптико-механический метод позволяет определить и исследовать некоторые молекулярные параметры вещества; степень упорядоченности, поляризуемость молекулы статистического звена, характер молекулярно-вещного распределения, некоторые энергетические характеристики различных функциональных групп и т. д. При наличии шкалы энергетических параметров этот метод дает возможность определить основные функциональные группы исследуемого материала.

ЛИТЕРАТУРА

1. Stein R., Totolsky M. Research of polymers structure and mechanical properties. — «Text. Research Journ.», 1948, v. XVIII, 4, pp. 302—303.
2. Трубицкий Ю. И., Островский Г. М. Применение метода муаров при средних и больших деформациях. «Метрология», 1970, № 1, с. 25—30.
3. Замковец В. А., Френкель И. М. Тиристорные усилители мощности в системах автоматического регулирования температуры. Труды ВНИИМ, вып. 129 (189), 1971, с. 76—81.
4. Саундерс Д. Х., Фриш К. К. Химия полиуретанов. «Химия», 1968, 176 с.
5. Шамбуров В. А., Кудрявцев В. И., Кеймах Р. Я. Электромеханический вибрационный поляризатор-модулятор угла поворота плоскости поляризации света. Труды института ВНИИЭКИПРОДМАШ, 1962, № 1—2, с. 35—80.
6. Шинкин Н. И., Милагин М. Ф. Релаксационные процессы в ориентированных аморфных полимерах. — «Механика полимеров», 1966, № 3, с. 4—25.
7. Трубицкий Ю. И., Орлов А. В., Кроль В. А., Давид Е. З. Исследование влияния молекулярно-вещного распределения циклобутандиена на его оптико-механические характеристики. — «Каучук и резина», 1971, № 9, с. 4—9.
8. Волкова Е. А., Сорокина И. С. Об измерении угла вращения плоскости поляризации объективным методом. Труды метрологических институтов СССР, вып. 114 (147), 1970, с. 112—118.

Поступила в редакцию
10/X 1972 г.

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие	3
<i>В. Н. Носаль, В. М. Холли.</i> Измерение отношения магнитного момента протона к магнетону Бора	5
<i>В. М. Холли, В. Н. Носаль.</i> Фундаментальные константы и воспроизведение единицы силы тока — ампера	16
<i>К. А. Краснов.</i> Уточнение методики расчета к индуцированной вольт-амперной характеристике узла Джозефсона	30
<i>Е. К. Израилов.</i> О постоянной тонкой структуры	36
<i>Е. К. Израилов.</i> Определение постоянной тонкой структуры из интервалов тонкоструктурного расщепления в водороде и дейтерии	43
<i>Е. К. Израилов.</i> Определение постоянной тонкой структуры по сверхтонкому расщеплению основного состояния в водороде и дейтерии	52
<i>Н. В. Морковин, Б. В. Семаков.</i> Пути повышения точности измерения констант экранирования и спин-спиновой связи в молекулах	62
<i>Б. В. Семаков.</i> Методы и программы расчета на ЭЦВМ констант прямого взаимодействия магнитных моментов ядер в ориентированных молекулах	67
<i>В. Д. Воробьев, Л. К. Пекер.</i> Нечетно-нечетные ядра с $N=29$ в модели оболочек	73
<i>Э. И. Волянский, Л. К. Пекер.</i> Деформированные состояния в ядре $^{117}_{51}\text{Sb}$	77
<i>В. А. Балаашев, Б. С. Дзелянов, И. Ф. Учеваткин, С. А. Шестопалова.</i> ^{173}Lu как новый градуировочный изотоп в ядерной спектроскопии	80
<i>В. П. Белик, А. И. Нясов, А. И. Медведев, В. Е. Тер-Нерсисянц.</i> Радиоактивный нуclid ^{36}Co как образцовая мера	95
<i>В. И. Гудов, В. И. Степаненко, В. Л. Федорин, В. С. Шкаликов.</i> Резонансный мессбауэровский преобразователь для измерения параметров вибраций	106
<i>К. А. Краснов.</i> Перестраиваемый генератор трехсантиметрового диапазона с повышенной стабильностью частоты	108
<i>Л. П. Губин.</i> Эффект осцилляции амплитуды напряжения на сверхпроводящем квантовом интерферометре при изменении величины транспортного тока	111
<i>Г. Г. Гулина.</i> Спектрометр для исследования в далекой инфракрасной области	115
<i>В. Б. Бахмендо, Л. В. Налбандов, Ю. Н. Трубицкий.</i> Использование поляризационно-оптического метода для изучения молекулярной кинетики деформирования полимерных пленок	121
Рефераты публикуемых статей	131

РЕФЕРАТЫ ПУБЛИКУЕМЫХ СТАТЕЙ

УДК 621.3.083.2 : 539.14/17

ИЗМЕРЕНИЕ ОТНОШЕНИЯ МАГНИТНОГО МОМЕНТА ПРОТОНА К МАГНЕТОНУ БОРА

В. Н. Носаль, В. М. Холли

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области измерений физических констант, вып. 151 (211), 1974, с. 5-16.

Приведены результаты измерений отношения магнитного момента протона к магнетону Бора (μ_p/μ_B), выполненных в 1970-1971 гг. во ВНИИМ методом электронного циклотронного резонанса свободных электронов и ядерного магнитного резонанса протонов в одном и том же постоянном магнитном поле.

Дана краткая теория электронного циклотронного резонанса, описание методики эксперимента и разработанной аппаратуры.

Получено значение $(\mu_p/\mu_B)^{-1}$ для протонов в воде в образце сферической формы, равное 657,46225 со среднеквадратической погрешностью 0,00055, которая учитывает случайные и систематические погрешности эксперимента. Ил. 3, библ. 14, табл. 2.

УДК 621.3.081.6

ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ КОНСТАНТЫ И ВОСПРОИЗВЕДЕНИЕ ЕДИНИЦЫ СИЛЫ ТОКА — АМПЕРА

В. М. Холли, В. Н. Носаль

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области измерений физических констант, вып. 151 (211), 1974, с. 16-29.

Рассмотрены недостатки метода воспроизведения ампера и вольты. Показана возможность воспроизведения этих единиц через фундаментальные константы физики и химии и намечены пути повышения точности их воспроизведения.

Приведены результаты, достигнутые в настоящее время по поддержанию вольты на основе эффекта Джозефсона. Табл. 6, библ. 23.

УДК 621.317.3 : 621.317.4

УТОЧНЕНИЕ МЕТОДИКИ РАСЧЕТА ИНДУЦИРОВАННОЙ ВОЛЬТ-АМПЕРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ УЗЛА ДЖОЗЕФСОНА

К. А. Краснов

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области измерений физических констант, вып. 151 (211), 1974, с. 30-35.

Для измерения кванта магнитного потока с помощью эффекта Джозефсона используются явления индуцированных ступеней тока на вольт-амперной характеристике узла Джозефсона, помещенного во внешнее электромагнитное поле известной частоты. Теоретическая модель, объясняющая это явление на основе частотной модуляции, не учитывает влияние внешних магнитных полей на высоту ступени. В данной работе получено выражение для вольт-амперной характеристики узла Джозефсона путем приближенного решения неоднородного волнового уравнения. Это выражение позволяет учесть влияние магнитного поля и совпадает с существующим при отсутствии магнитного поля. Ил. 3, библ. 11.

9*

О ПОСТОЯННОЙ ТОНКОЙ СТРУКТУРЫ

Е. К. Израилов

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области измерений физических констант, вып. 151 (211), 1974, с. 36-43.

Экспонируется история открытия тонкой структуры простых атомов и дано ее объяснение, сделанное Зоммерфельдом и Дираком.

Приведены формулы для определения энергии уровней водородоподобных атомов. Показаны недостатки этих формул, при этом принято во внимание взаимодействие электрона с собственным полем излучения. Описана роль постоянной тонкой структуры и физике и разные стороны ее применения. Ил. 1, библ. 13.

УДК 539.18.25

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОСТОЯННОЙ ТОНКОЙ СТРУКТУРЫ ИЗ ИНТЕРВАЛОВ ТОНКОСТРУКТУРНОГО РАСЩЕПЛЕНИЯ В ВОДОРОДЕ И ДЕУТЕРИИ

Е. К. Израилов

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области измерений физических констант, вып. 151 (211), 1974, с. 43-52.

Рассмотрено определение постоянной тонкой структуры из интервалов тонкой структуры в водороде и дейтерии радиочастотным методом и методом пересечения уровней.

Дан краткий перечень экспериментальных работ по определению интервалов тонкой структуры L , $\Delta E-I$ и ΔE в водороде и дейтерии. Описаны некоторые особенности этих методов и применяемая аппаратура. Ил. 4, библ. 21.

УДК 539.18.25

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОСТОЯННОЙ ТОНКОЙ СТРУКТУРЫ ПО СВЕРХТОНКОМУ РАСЩЕПЛЕНИЮ ОСНОВНОГО СОСТОЯНИЯ В ВОДОРОДЕ И МЮНИИ

Е. К. Израилов

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области измерений физических констант, вып. 151 (211), 1974, с. 52-61.

Рассмотрена методика определения постоянной тонкой структуры по сверхтонкому расщеплению в водороде и мюнии. Дано краткое описание экспериментальной аппаратуры и приведены результаты измерений отдельных авторов. Ил. 4, библ. 12.

УДК 537.79 : 539.141.42.088.3

ПУТИ ПОВЫШЕНИЯ ТОЧНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ КОНСТАНТ ЭКРАНИРОВАНИЯ И СПИН-СПИНОВОЙ СВЯЗИ ЯДЕР В МОЛЕКУЛАХ

Н. В. Морозкин, Б. В. Семенов

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области измерений физических констант, вып. 151 (211), 1974, с. 62-67.

Описаны методы компенсации периодических неоднородностей в объеме образца для ЯМР спектрометров, приведены результаты расчетов ортогональных компенсаторов, обеспечивающих заданную форму поля в увеличенном объеме образца.

Полученные результаты позволяют проводить измерения молекулярных констант при разрешающей способности ЯМР спектрометров до 10^{-8} , а также повысить их точность. Библ. 4.

МЕТОДЫ И ПРОГРАММЫ РАСЧЕТА НА ЭЦВМ КОНСТАНТ ПРЯМОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МАГНИТНЫХ МОМЕНТОВ ЯДЕР В ОРИЕНТИРОВАННЫХ МОЛЕКУЛАХ

Б. В. Семаков

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области измерений физических констант, вып. 151 (211), 1974, с. 63-71.

Изложены методы и программы расчета спектров ядерного магнитного резонанса ориентированных молекул, позволяющие устанавливать численные значения констант экранирования ядер электронными оболочками молекул и констант прямого и косвенного взаимодействия магнитных моментов ядер.

Проведена расшифровка спектров ориентированных ацетальдегида и метилформиата. Полученные при этом значения констант позволили сделать некоторые заключения о строении указанных молекул. Ил. 2, библиограф. 3, табл. 1.

УДК 539.14

НЕЧЕТНО-НЕЧЕТНЫЕ ЯДРА С $N=29$ В МОДЕЛИ ОБОЛОЧЕК

В. Д. Воробьев, Л. К. Пекер

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области измерений физических констант, вып. 151 (211), 1974, с. 73-77.

Энергии нижних уровней для конфигурации $\left\{ f_{7/2}^n, i_{11/2}, p_{3/2}, l \right\} (l=2, 3, 4, 5)$, рассчитанные с эффективным двухчастичным взаимодействием, сравниваются с экспериментальными данными для уровней нечетно-нечетных ядер с $N=29$ (^{50}Se , ^{52}V , ^{54}Mn , ^{56}Co). Расхождение расчетных данных с экспериментальными обнаруживает линейное нарастание с n , и составляет 200-350 кэВ для ^{56}Co . Показано, что оно может быть снято поворотом прямой диагонального приближения. Экспериментальные значения энергий уровней этих ядер, а также уровней 2^+ в ^{92}Zr , ^{94}Nb после вычитания эффекта примеси состояний с $\nu=3$ следуют модифицированным соотношениям связи с точностью, превышающей 10 кэВ (максимальное среднее квадратическое отклонение). Этот эффект, независимо от причины, может быть учтен как дополнительное линейное изменение вклада вращательных сил в многочастичной системе в состоянии с $\nu=1$. Ил. 1, библиограф. 10.

УДК 539.14

ДЕФОРМИРОВАННЫЕ СОСТОЯНИЯ В ЯДРЕ $^{117}_{51}\text{Sb}$

Л. К. Пекер, Э. Н. Волынский

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области измерений физических констант, вып. 151 (211), 1974, с. 77-80.

Показано, что в спектре уровней $^{117}_{51}\text{Sb}$ и $^{115}_{49}\text{In}$ по крайней мере двух квазиротационных полос с $K=7/2^+$. Установлено, что состояния этой полосы имеют деформированную равновесную форму с отрицательным параметром деформации.

Сделано заключение о существовании в $^{115}_{49}\text{In}$ по крайней мере двух квазиротационных полос, также связанных с состояниями с отрицательным параметром деформации. Ил. 2, табл. 3.

^{171}Lu КАК НОВЫЙ ГРАДУИРОВочный ИЗОТОП В ЯДЕРНОЙ СПЕКТРОСКОПИИВ. А. Балалаев, Б. С. Джемелов, Н. Ф. Учеваткина,
С. А. Шестопалова*Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области измерений физических констант, вып. 151 (211), 1974, с. 80-95.*

Описаны эксперименты по исследованию спектров ^{171}Lu , выполненные во ВНИИМ. Результаты позволяют разрешить противоречия в полученных ранее экспериментальных данных о γ -излучении ^{171}Lu . Даны рекомендованные значения по основным характеристикам излучения ^{171}Lu .

Высокая точность и достоверность полученных результатов в совокупности с большим периодом полураспада и простым характером спектров излучения позволяют рекомендовать ^{171}Lu в качестве нового градуировочного изотопа в области энергий γ -излучения ~50-650 кэВ. Библ. 22, табл. 5, ил. 6.

РАДИОАКТИВНЫЙ НУКЛИД ^{60}Co КАК ОБРАЗЦОВАЯ МЕРАВ. П. Белин, А. И. Илясов,
А. И. Медведев, В. Е. Тер-Нерсисянц*Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области измерений физических констант, вып. 151 (211), 1974, с. 83-105.*

Произведен анализ известных работ по распаду ^{60}Co ($T_{1/2}=78,5$ сут.). Приведены средние значения энергий и интенсивностей γ -переходов, которые предполагается использовать в качестве калибровочных в γ -спектроскопии.

Изложены результаты исследования β^+ -спектра (с целью уточнения его характеристик) и результаты измерения спектра электронов внутренней конверсии ^{60}Co (вверные). Измерения проводились при помощи бесфонового спектрометра ВНИИМ типа $2\pi \pm V \bar{2}$.

Обнаружен двукратно запрещенный β^+ -распад из основного состояния ^{60}Co ($J^{\pi}=4^-$) на уровень 846 кэВ ($J^{\pi}=2^+$) в ^{60}Fe . Определены интенсивности электронов внутренней конверсии 18 наиболее сильных переходов. Библ. 45, ил. 4, табл. 3.

РЕЗОНАНСНЫЙ МЕССБАУЭРОВСКИЙ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ВИБРАЦИЙВ. И. Губов, В. И. Степаненко,
В. Л. Федорин, В. С. Шкаликов*Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области измерений физических констант, вып. 151 (211), 1974, с. 106-107.*

Описано применение резонансного метода детектирования мессбауэровских квантов для измерения параметров вибраций. В качестве измерительного преобразователя был использован газовый резонансный счетчик. Показано, что резонансный мессбауэровский преобразователь может быть применен для измерения амплитуд переменных с периодами 10^{-2} - 10^{-3} мкс и диапазоне частот 1 - 10^3 Гц с погрешностью измерений около 10%. Библ. 2.

ПЕРЕСТРАИВАЕМЫЙ ГЕНЕРАТОР ТРЕХСАНТИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА С ПОВЫШЕННОЙ СТАБИЛЬНОСТЬЮ ЧАСТОТЫ

К. А. Краснов

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области измерений физических констант, вып. 151 (211), 1974, с. 109—110.

При проведении точных измерений на СВЧ используют генератор с высокой стабильностью частоты (относительная нестабильность $10^{-4}\%$), допускающий возможность перестройки его частоты в широком диапазоне. Показано, что такой генератор может быть выполнен на лампе бегущей волны (ЛБВ) с обычным (несверхпроводящим), резонатором в цепи обратной связи.

На основании оценки влияния дестабилизирующих факторов сделан вывод о том, что при добротности резонатора 10^3 основной вклад в критическую нестабильность частоты дает изменение геометрических размеров резонатора на счет колебаний температуры окружающей среды.

Приведено описание конструкции генератора подобного типа с девиационным экорезонатором прибора Ю-И² метода измерения частоты и ее нестабильности, а также результаты исследования макета генератора. Ил. 1, библи. 6.

УДК 621.347.729

ЭФФЕКТ ОСЦИЛЛЯЦИИ АМПЛИТУДЫ НАПРЯЖЕНИЯ НА СВЕРХПРОВОДЯЩЕМ КВАНТОВОМ ИНТЕРФЕРОМЕТРЕ ПРИ ИЗМЕНЕНИИ ВЕЛИЧИНЫ ТРАНСПОРТНОГО ТОКА

Л. Н. Губин

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области измерений физических констант, вып. 151 (211), 1974, с. 111—115.

Исследовались осцилляции напряжения на сверхпроводящих квантовых интерферометрах при изменении величины транспортного тока и тока смещения при температуре $4,2^\circ\text{K}$. Обнаружена осциллирующая зависимость амплитуды напряжения от величины транспортного тока. Аналогичный эффект наблюдали также Кларк и Фултон. Этот эффект обусловлен квантованием магнитного поля транспортного тока. Ил. 4, библи. 10.

УДК 535.853.225 : 548.75

СПЕКТРОМЕТР ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ В ДАЛЕКОЙ ИНФРАКРАСНОЙ ОБЛАСТИ

Г. Г. Гулина

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области измерений физических констант, вып. 151 (211), 1974, с. 115—120.

Описываются результаты работы по созданию длинноволнового вакуумного инфракрасного поглощения различных веществ в твердой, жидкой и газообразной фазах в диапазоне спектра $50\text{--}300\text{ мкм}$ ($200\text{--}33,3\text{ см}^{-1}$). Приведены результаты испытаний спектрометра. Ил. 3, библи. 4.

УДК 535.824.4 : (620.172.21 : 541.64)

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННО-ОПТИЧЕСКОГО МЕТОДА ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ МОЛЕКУЛЯРНОЙ КИНЕТИКИ ДЕФОРМИРОВАНИЯ ПОЛИМЕРНЫХ ПЛЕНОК

Ю. Н. Трубицкий, В. Б. Бахменко, Л. В. Налбандов

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области измерений физических констант, вып. 151 (211), 1974, с. 121—129.

Описывается метод анализа молекулярной и надмолекулярной структуры, основанный на составлении скоростей макропроцессов (под воздействием силового поля) и микропроцессов — молекулярного ориентирования. Регистрации степени ориентирования осуществляется по величине разности фаз двойного лучепреломления, возникающего в исследуемом объекте.

Дается описание созданной во ВНИИМ им. Д. И. Менделеева установки для исследования указанных процессов. Установка отличается от аналогичных повышенной точностью и автоматической регистрацией результатов. Установка снабжена пультом дистанционного управления и термо-кросскамерой, позволяющей проводить испытания полимерных материалов в широком диапазоне температур. Ил. 7, библи. 8.

**ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБЛАСТИ ИЗМЕРЕНИЯ
ФИЗИЧЕСКИХ КОНСТАНТ**

Труды метрологических институтов СССР

Выпуск 151(211)

Редактор *И. А. Шайкевич*

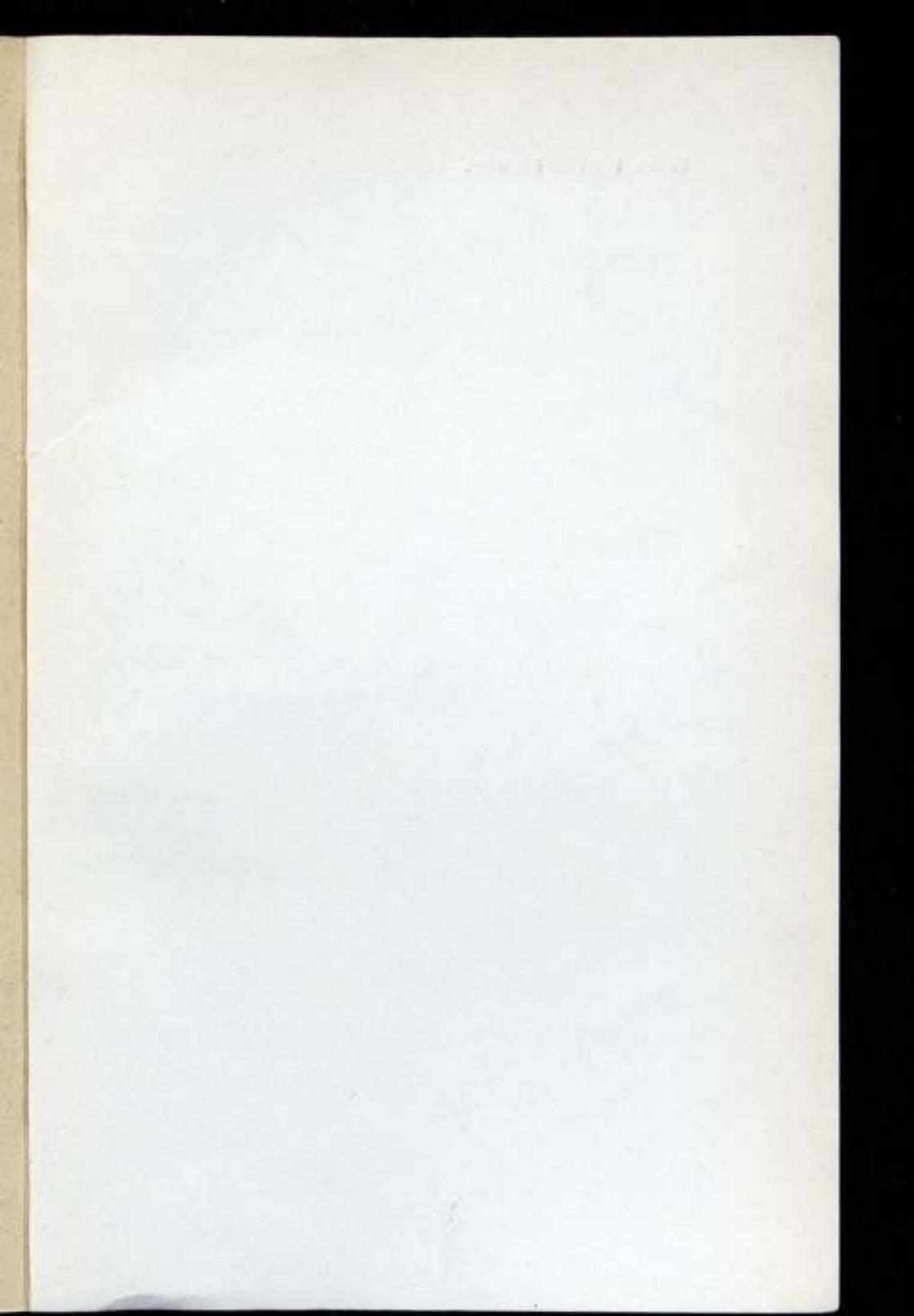
Технический редактор *З. Г. Вагер*

Корректор *М. Э. Орешенкова*

Славо в набор 15/1 1974 г. Подписано к печати 5/III 1974 г. М-22266,
Формат 60×90/16. Бумага типографская № 3. Печ. л. 8,5. Уч.-изд. л. 11,9.
Тираж 1000. Заказ № 47. Цена 1 р. 19 к.

Ленинградское отделение издательства «Энергия».
192041, Ленинград, Марсово поле, 1.

Типография Всесоюзного ордена Трудового Красного Знамени
научно-исследовательского института гидротехники им. Б. Е. Веденеева
194220, Ленинград, Гжатская ул., 21.



Цена 1 руб. 19 коп.