## Том 117, вып. 3

### HAYK УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ

## ФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

531.711

## СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ ВОПРОСА ОПРЕДЕЛЕНИЯ МЕТРА

## Н. Р. Батарчукова, Ц. И. Глозман

## СОДЕРЖАНИЕ

1.	Введение	52 <b>3</b>
	а) Определение метра (523). б) Резонансное поглощение в парах йода (525).	
	в) Поглощение лазерного излучения в метане (532).	
2.	Измерения длин волн стабилизированных лазерных источников света	53 <b>3</b>
	а) Методы измерений длин волн лазерных источников света в видимой обла-	
	сти спектра (533). б) Методы измерения длин волн лазеров в инфракрасной	
	области спектра (535).	
3.	Результаты измерений длин волн излучения стабилизированных лазеров по	
	насыщенному поглощению в йоде и метане и рекомендации Консультатив-	
	ного комитета по определению метра (июнь 1973 г.)	537
Ц	итированная литература	541

### 1. ВВЕДЕНИЕ

## а) Определение метра

С 1960 г. метр был определен числом 1650763,73 длин волн в вакууме излучения, соответствующего переходу между уровнями 2p10 и 5d5 атома криптона-86. Погрешность воспроизведения единицы длины в соответствии со спецификацией Международного комитета по мерам и весам была принята 1.10<sup>-8</sup>. Спецификация требует, чтобы в источнике света для первичной эталонной длины волны был использован газовый разряд при горячем катоде в <sup>86</sup>Кг чистотой не ниже 99% и в количестве, достаточном для обнаружения его в твердой фазе при температуре 63° К. Разряд должен происходить в капилляре с внутренним диаметром 2-4 мм и толпиной стенок 1 мм. Плотность тока, проходящего через разряд, 0,3 а/см<sup>2</sup>. Наблюдать излучение следует вдоль капилляра в направлении от катода к аноду. Капилляр должен быть погружен в дюар, в котором температура поддерживается при тройной точке азота — 63° К<sup>1, 2</sup>.

Оранжевая линия <sup>86</sup>Kr  $\lambda = 605,78021$  нм с полушириной 1,3 м<sup>-1</sup> достаточно монохроматична, но не интенсивна.

Исторически так сложилось, что при принятии в качестве эталона метра платино-иридиевой штриховой меры, сейчас же появилась возможность нового определения метра через длину световой волны красной линии естественного кадмия.

Момент принятия определения метра (1960 г.) совпал с периодом интенсивных исследований газовых лазеров непрерывного действия, которые и привели к возможности замены оранжевой линии криптона-86. Метрологи получили в свое распоряжение высокомонохроматичный и чрезвычайно интенсивный источник света. Естественно встал вопрос о пересмотре спектральной линии, длина волны которой воспроизводит метр.

В 1970 г. 4-я сессия Консультативного комитета по метру при Международном комитете по мерам и весам рассмотрела проведенные работы по стабилизации и измерениям длин волн Не — Ne-лазеров. К этому времени были проведены сличения длин волн лазеров, стабилизированных по провалу Лэмба, показавшие, что воспроизводимость длины волны таких лазеров лежит в пределах  $1 \cdot 10^{-7} - 1 \cdot 10^{-83-6}$  и не может быть лучше в связи с достаточно большой шириной самого провала Лэмба. Необходимость дальнейшего повышения точности воспроизведения длин волн линий генерации лазеров как эталонов единицы длины потребовало отыскания методов, обеспечивающих более высокую степень стабилизации длины волны.

В работе <sup>7</sup> был указан путь создания лазеров с высокостабильной частотой — получение узких оптических резонансов, индуцируемых когерентной световой волной при воздействии на квантовый переход с долгоживущими уровнями. Далее было предложено получать узкие резонансы при насыщении поглощения газовой ячейки низкого давления лазерным излучением <sup>8-11</sup>. Теория насыщения поглощения лазерным излучением излучением в обзорах <sup>12, 13</sup>.

Метод стабилизации лазера по насыщенному поглощению основан на помещении внутри резонатора лазера поглощающей ячейки, содержащей при низком давлении газ, линия поглощения которого совпадает с линией усиления лазера.

Возможность получения узкого пика мощности генерации при насыщенном поглощении лазерного излучения наблюдалась Лисицыным и Чеботаевым в разряде чистого неона 9. Был получен пик шириной порядка 25 Мгц. При настройке частоты лазера на максимум пика генерации была достигнута воспроизводимость частоты He — Ne-лазера 10<sup>-9</sup>. В этом эксперименте поглощающая ячейка, заполненная изотопом <sup>20</sup>Ne при давлении 0,1 тор, возбуждалось высокочастотным разрядом. Недостатком стабилизации по насыщенному поглощению в неоне является необходимость наложения внешнего поля на поглощающую ячейку 14, что приводит к искажению контура линии поглощения в результате эффекта Штарка и Зеемана, а также к нестабильности нагрева и изменению давления паров поглошающего вещества под влиянием изменения температуры. Иная картина получается при использовании резонансного поглощения. В поглощающей камере отсутствует электрическое и магнитное поле, а температура и давление поглощающего вещества могут быть точно определены и хорошо воспроизводимы. При отсутствии внешнего поля положение центра спектральной линии поглощения довольно стабильно.

Наличие резонансных линий поглощения в спектрах йода и метана, соответствующих по длине волны линиям генерации He — Ne-лазера, позволило использовать явление насыщенного поглощения лазерного излучения в йоде и метане без приложения внешнего возбуждающего поля к ячейкам поглощения и значительно повысить степень стабильности длины волны.

Представленные на 4-ю сессию Консультативного комитета по определению метра работы, проведенные в этом направлении, оказались недостаточными, и сессия рекомендовала проводить дальнейшие исследования линий генерации Не — Ne-лазеров, стабилизированных по насыщенному поглощению в йоде и метане, с целью изучения дальнейших возможностей повышения точности воспроизведения эталона единицы длины <sup>15</sup>.

### б) Резонансное поглощение в парах йода

Переход от платино-иридиевого бруска к длине волны имел своей целью осуществление воспроизведения единицы длины естественным эталоном, связанным с атомной константой. В рекомендациях 1-й сессии Консультативного комитета по определению метра было записано<sup>16</sup>: «...Метр следует определить длиной волны светового излучения, распространяющегося в вакууме при относительном состоянии покоя как наблюдателя, так и излучателя. Это излучение должно быть определено двумя спектральными термами атома, спектр которого не имеет сверхтонкой структуры и термы не подвергаются никаким внешним возмущающим воздействиям». Трудно представить себе излучение спектра монохроматическим источником света таким, чтобы уровни излучающих атомов не были бы возмущены и чтобы эти атомы находились в состоянии покоя относительно наблюдателя. Эти условия выполнимы лишь для идеального, неосуществимого источника света, в котором давление светящегося газа, температура разряда и плотность тока разряда равны нулю. Перед метрологами была поставлена задача выбрать такие условия газового разряда, при которых возбуждение спектра сопровождается минимальным добавочным возмущением соответствующих уровней энергии в излучающих атомах.

Еще в самом начале исследований монохроматических источников света это условие явилось определяющим для выбора спектральной линии, длина волны которой могла бы служить эталоном единицы длины. С этой точки зрения резонансные линии поглощения представляют особый интерес. Вот почему еще Д. С. Рождественский обратил внимание на резонансный спектр иода и поставил вопрос об использовании линий спектра поглощения йода в метрологии.

В 1959 г. были проведены первые экспериментальные работы по изучению резонансного спектра йода с целью использования суженных спектральных линий для увеличения длины когерентности при измерениях длины <sup>17</sup>. Обращение линий поглощения осуществляли с помощью интерферометра Рождественского; в одном из плеч помещали камеру с парами йода. При точной компенсации разности хода в интерферометре Рождественского происходит обращение: темные линии делаются светлыми и их можно использовать для наблюдения интерференционной картины анализирующим интерференционным прибором. Однако их ширина определяется шириной эмиссионных линий ртути 198, на фоне которых наблюдается поглощение. Это не позволило разрешить сверхтонкие компоненты линий йода и достичь значительного расширения предела когерентности. Кроме того, сложность установки и малая интенсивность обращенных линий не дают возможности использовать этот метод для практических целей. Только с появлением лазеров явление поглощения действительно может быть поставлено на службу линейных измерений.

О наблюдении насыщенного поглощения лазерного излучения 633 нм парами <sup>127</sup>  $I_2$  впервые было сообщено Бердом <sup>18</sup>. В работе <sup>19</sup> указывается на возможность использования компонент сверхтонкой структуры линии поглощения молекулы йода с длиной волны 633 нм в качестве средства определения нового первичного эталона единицы длины. Поглощающая ячейка с парами йода, помещенная внутри резонатора He — Ne-лазера, вызывает появление обратных провалов Лэмба на кривой зависимости выходной мощности от длины волны. Поглощение вызывается линией R (127) полосы 11—5 электронного перехода  $B^3 \Pi_{0u}^* \leftarrow X^1 \Sigma_{0g}^*$  молекулы <sup>127</sup>  $I_2$ . Было разрешено 14 компонент, полуширина которых не превышает 5 Meu при рабочем давлении в поглощающей ячейке 40 мmop. С помощью довольно грубой сервосистемы была произведена стабилизация и измерена длина волны лазера, настроенного по пику компоненты «i». Сравнением с длиной волны оранжевой линии <sup>86</sup>Kr было получено предварительное значение ее, равное 632, 991399 нм при кратковременной стабильности 2·10<sup>-9</sup> и долговременной стабильности 1·10<sup>-10</sup>.

Результаты более подробного исследования сверхтонкой структуры йода изложены в работе <sup>20</sup>. Было исследовано влияние магнитного поля и давления в поглощающей ячейке на изменение полуширины и положения пиков, а также был измерен частотный интервал между компонентами. Эксперимент проводился на установке, приведенной на рис. 1. Длина





Рис. 1. Блок-схема установки для исследования сверхтонкой структуры йода при насыщенном поглощении.

Рис. 2. Выходная мощность лазера (1) и производная мощности относительно длины резонатора (2).

резонатора 2 м, усилительная ячейка имеет длину 90 см и диаметр 3,3 мм и работает на постоянном токе 10 ма. В поглощающей ячейке длиной 90 см давление регулировалось охлаждением бокового отростка. Одночастотный выход получался благодаря использованию селектора мод Фокса — Смита (сн. <sup>21</sup>).

При давлении в поглощающей ячейке 40 *мтор* было получено 14 компонент шириной 4,5 *Мгц* в спектральном интервале 450 *Мгц*. Размещение этих компонент относительно центра линии усиления показано на рис. 2.

Результаты измерения частотного интервала между компонентами <sup>127</sup>I<sub>2</sub> относительно компоненты «*i*» приведены в табл. I.

Таблица І

Компо- нента	v, Мгц	Компо- нента	<b>v</b> , Мгц	Компо- нента	<b>v</b> , Мгц	Компо- ненты	<b>v,</b> Мгц
a b c d	297,3 288,5 280,7 166,9	h j k l	22,3-22,0-129,3-137,1	e f g	153,6 139,7 126,3	m n	

При приложении к ячейке длиной 90 см поперечного магнитного поля в 500 гс наблюдалось уширение компонент a, b, c, k, l, m, n в два раза; уширение компонент d, e, f, g было незначительным, в то время как влияние магнитного поля на компоненты h, j, i не сказывалось. Те же самые эффекты имели место, когда поле было параллельно или перпендикулярно к плоскости поляризации света лазера. Никакого сдвига длины волны не наблюдалось.

Для выяснения влияния давления в поглощающей ячейке на полуширину и положение пиков в полость резонатора была помещена поглощающая ячейка длиной 2 *м* и нагрета до 40° С для создания давления паров йода в 1 *mop*. При этом ширина компонент увеличилась в два раза, но сдвига длины волны не наблюдалось.

Эти данные позволяют судить о возможности использования полученных компонент в качестве реперов для стабилизации длины волны лазерного излучения.

Если обратиться к рассмотрению кривых Зависимостей выходной мощности от частоты (см. рис. 2), то разрешенные сверхтонкие компоненты линий йода 127 малоконтрастны. Авторы <sup>22, 23</sup> использовали камеры с йодом 127 и 129 и пришли к выводу, что в парах йода 129 в диапазоне длины волны 633 *нм* поглощение более интенсивно, чем в парах йода 127, и лучше контраст пиков при одинаковых рабочих условиях. Используя в качестве источника света <sup>3</sup>He — <sup>20</sup>Ne-лазер и поглощающую ячейку с <sup>129</sup>I<sub>2</sub>, было разрешено 38 компонент в спектральном диапазоне 650 *Мгц.* Воспроизводимость положения этих компонент составляет 10<sup>-9</sup> или несколько выше. Частотный интервал между компонентами измерялся с помощью гетеродинирования и приведен в табл. II.

Таблица II

Интервал между компонентами Мгц								
$ \begin{array}{c}  a - b \\  16,6 \\  b - c \\  5,5 \\  c - d \\  6,4 \\  d - e \\  17,0 \\  e - f \\  3,3 \\ \end{array} $	$ \begin{array}{c} f - g \\ 11,3 \\ g - h \\ 8,2 \\ h - i \\ 18,9 \\ i - j \\ 3,5 \\ j - k \\ 12,7 \\ \end{array} $	$\begin{array}{c} k - l \\ 18,5 \\ l - m \\ 24,0 \\ m - n \\ 14,01 \\ n - o \\ 23,7 \\ o - p \\ 9,0 \end{array}$	p - a'  9,8  a' - b'  20,54  b' - c'  11,96  c' - d'  7,89  d' - e'  17,47	e' - f'  6,62  f' - g'  7,6  g' - h'  10,65  h' - i'  3,95  i' - j'  8,66	j'-k'20,4k'-l'5,1l'-m'19,7m'-n'28,54n'-o'6,96	o' - p' 3,4 p' - q' 15,8 q' - r' 8,8 r' - s' 18,4 s' - t' 15,42	t' - u' 4,3 u' - v' 15,8	

Подробное изучение расстояний между компонентами дает свободу выбора компоненты для стабилизации и возможность перехода от длины волны стабилизированного излучения по одной компоненте к длине волны, стабилизированной по другой компоненте, минуя сложные сравнения с длиной волны оранжевой линии криптона-86.

Давление в поглощающей ячейке менялось от 30 до 60 *мтор*, однако при этом не было обнаружено никаких систематических изменений в положении компонент. Воспроизводимость частоты, полученная при настройке лазера по компонентам m и n, составила  $10^{-9}$ , а при настройке по компонентам g или m', лежащих вблизи плоской части кривой усиления неона, может быть  $10^{-10}$ .

В работе <sup>24</sup> более подробно исследовано поглощение излучения, <sup>3</sup>He — <sup>20</sup>Ne-лазера в парах искусственного изотопа <sup>129</sup>I<sub>2</sub>. Были изучены контуры пиков, соответствующие двум компонентам структуры йода «К» и «В»; определены зависимости таких характеристик He — Ne-лазеров, как выходная мощность, высота и ширина пиков от давления паров йода в поглощающей ячейке и от тока разряда в усилительной трубке.

На рис. З приведены зависимости выходной мощности лазера и высоты пика поглощения от давления в йодной поглощающей ячейке при различных токах разряда в усилительных трубках, заполненных <sup>20</sup>Ne и <sup>22</sup>Ne, а на рис. 4 приведена зависимость высоты и ширины пика «К» «от выходной мощности лазера при давлении паров в поглощающей ячейке



Рис. 3. Зависимости выходной мощности лазера и высоты пиков «К» (a) и «В» (б) поглощения от давления в йодной поглощающей ячейке при разных токах разряда в усилительных трубках<sub>в</sub> Система <sup>3</sup>Не — <sup>20</sup>Ne, <sup>129</sup>I<sub>2</sub>.

19 мтор. Результат для пика «В» был такой же. При увеличении давления от 0 до 180 мтор ширина пика увеличивается на 2,4 Мгц или 13 Мгц/тор (при нулевом давлении ширина пика составляла 2,6 Мгц). Это видно на рис. 5. Данные для пиков «К» и «В» почти одинаковы,



Рис. 4. Зависимость высоты (a) и ширины (б) пика «К» от выходной мощности лазера при давлении паров поглощающей ячейки 19 мтор. Система <sup>3</sup>He — <sup>20</sup>Ne, <sup>129</sup>I<sub>2</sub>.

Стабильность и воспроизводимость изучались благодаря исследованию сигнала биения, получаемого путем гетеродинирования двух лазеров, один из которых был настроен на пик «n», а другой на пик «K». Лазер, стабилизированный по пику «n», работал на постоянной мощности и при постоянной температуре йодной ячейки, в то время как параметры лазера, стабилизированного по пику «K», менялись систематически. Полученная стабильность частоты за 10 сек была 2·10<sup>-12</sup>, а воспроизводимость ее 1·10<sup>-10</sup>. Во всех упомянутых работах усилительная трубка и поглощающая ячейка не контактировали между собой, а зеркала юстировались с помощью механических приспособлений. В работах <sup>25, 26</sup> предложена оригинальная монолитная конструкция лазерной системы. Все составные части системы: усилительная трубка, по-

глощающая ячейка и зеркала резонатора связаны между собой через оптический контакт.

Такая конструкция (рис. 6) дает возможность сократить энергетические потери, обеспечить высокую механическую стабильность системы, изолировать оптический путь от атмосферы и не иметь посторонних химических примесей, обычно появляющихся при приклейке окон усилительных трубок и поглощающих ячеек. Вдоль оси цилиндра из плавленого кварца, концы которого отполированы и плоскопараллельны, вы-



Рис. 5. Зависимость пирины пика от давления паров йода в поглощающей ячейке.

сверлено сквозное отверстие длиною около 100 мм и диаметром 1 мм, представляющее собой капилляр разрядной трубки. К концам цилиндра притерты на оптическом контакте плоскопараллельные кварцевые зеркала: одно с высоким коэффициентом отражения, другое полупрозрачное, являющееся одновременно входным зеркалом цилиндрической кварцевой поглощающей ячейки, заполненной <sup>129</sup>I<sub>2</sub>. Выходным окном поглощающей камеры является высокоотражающее второе плоское зеркало



Рис. 6. Монолитная конструкция лазерной системы.

резонатора. Боковые отростки, впаянные в цилиндр, содержат электроды разрядной трубки. Путем экспериментального подбора оптимальных условий насыщенного поглощения были выбраны коэффициент отражения полупрозрачного зеркала R = 20% и температура отростка ячейки 4° С. При этих условиях удалось разрешить составляющие сверхтонкой структуры <sup>129</sup> I<sub>2</sub>.

Параллельно с работами по изучению насыщения поглощения в обычных камерах велись работы по исследованию поглощения лазерного излучения в молекулярных пучках <sup>27-29</sup>. Авторы <sup>27, 28</sup> работали с йодным молекулярным пучком. Для создания пучка кристаллический йод собирается в нижнем <sup>27</sup> или верхнем <sup>28</sup> отростках камеры. Затем пары йода через щели в диафрагмах, формирующих коллимированный пучок, направляются на поверхность ловушки, расположенной в верхней <sup>27</sup> или

9 УФН, т. 117, вып. 3

нижней <sup>28</sup> части камеры. Стенки ловушки охлаждаются до температуры, обеспечивающей получение направленного молекулярного пучка, проходящего периендикулярно к излучению Не — Ne<sup>27</sup>- или аргонового <sup>28</sup> лазера. В работе <sup>27</sup> ячейка с йодом помещалась внутри резонатора. При отсутствии молекулярного пучка получается симметричная кривая зависимости выходной мощности излучения от частоты генерации (кривая 1



Ряс. 7. Кривые зависимости выходнои мощности от частоты геперации при отсутствии иодного молекулярного цучка (a) и с йодным молекулярным пучком (б).

на рис. 7). Кривая 2 получена при прохождении излучения Ие — Ne-лазера через йодный молекулярный пучок перпендикулярно к направлению последнего. На этой кривой наблюдается узкий ник, соответствующий поглощению в молекулярном пучке. Наблюдаемая полуширина пика порядка 12—14 Мгц (без учета аппаратной функции). В работе <sup>28</sup> ячейка с йодом находилась впе резонатора. На длине волны λ - 514,5 нм была разрешена сверхтонкая структура 1<sub>2</sub> с полушириной комполент не выше 5 Мгц.

Из этих работ видно, что молекулярный пучок не имеет преимуществ в разрешении структуры по сравнению с насыщенным поглощением в обычных камерах. К тому же работать с молекулярным пучком трудно, так как пужно создавать перекачную систему для йода, поскольку продолжительность хода пучка не более 20 минут.

Как уже отмечалось выше, хотя контраст компонент <sup>129</sup>I<sub>2</sub> лучше, чем у <sup>127</sup>I<sub>2</sub>, по он все же педостаточен для получения сверхвысокой стабильности при использовании системы автоподстройки.

С целью улучшения наведения на компоненту был предложен метод тройного дифференцирования (метод третьей производной) <sup>30</sup>, который



Рис. 8. Первая (a) и третья (б) производные выходного напряжения фазочувствительного детектора.

практически исключает влияние фоновой кривой. Этот метод стабилизации в настоящее время можно считать классическим. Им пользуются во всех работах по исследованию и стабилизации лазерных источников по насыщенному поглощению в йоде<sup>24, 31-33</sup>.

На рис. 8 приведена картина, наблюдаемая на экране осциллографа при использовании метода третьей производной, где кривые 1 и 2 являются

соответственно 1-й и 3-й производными выходного напряжения фазочувствительного детектора. Первая производная, соответствующая фазочувствительному детектированию на основной частоте, дает кривую дисперсии хорошо известной формы, наложенную на фоновую кривую. Вторая производная является симметричной функцией частоты и, следовательно, не может вызвать изменение полярности напряжения фазочувствительного детектора вокруг центра линии спектра поглощения. По этой причине эта производная не подходит для дискриминанты частотной стабилизации. Третья производная исключает все фоновые эффекты и обеспечи-

вает пересечение нулевого напряжения фазочувствительного детектора с линией спектра поглощения в центре ее.

В данной работе лазеры, стабилизированные по йодным компонентам, выделенным с помощью метода третьей производной, имели долговременную стабильность и воспроизводимость лучше, чем  $10^{-10}$ .

Большое число работ, посвященных исследованиям поглощения излучения Не — Ne-лазера  $\lambda = 633$  нм парами йода, неслучайно. Получить в видимой области спектра высокостабильную спектральную линию особенно важно для измерений длины, где все существующие измерительные приборы расDurant noords. ed.



∆ v,Мгц

считаны на видимую область. Однако одна спектральная линия не дает возможности использовать метод совпадения дробных частей порядков интерференции, широко распространенный в измерениях длины. Получение нескольких стабилизированных линий в спектре одного источника заставляет обратиться к ионным лазерам: аргоновым, ксеноновым и криптоновым. Эти лазеры имеют по несколько линий генерации. Работы по изучению поглощения излучений этих лазеров также парами йода 127 и 129 находятся в поле зрения метрологов и пока еще в стадии начальных разработок <sup>34-36</sup>. Но не только вопрос получения нескольких высокостабильных линий генерации от одного источника в видимой области интересует метрологов; большое значение имеет и повышение точности стабилизации независимо от области спектра. В этом отношении начато изучение генерации линии СО<sub>2</sub> в излучении флуоресценции на длине волны 4,3 мкм 37, используя систему стабилизации по провалу Лэмба, и изучение сверхтонкой структуры линий йода в излучении флуоресценции 38, 39 С помощью метода насыщенной флуоресценции была разрешена сверхтонкая структура линий йода на различных длинах волн (5682 ÷ 5017 А) при давлениях ниже мтор и исследована зависимость ширины линий сверхтонких компонент от давления и интенсивности. В качестве примера на рис. 9 показано расщепление сверхтонкой структуры линии R (78)40-0 йода 127 38. Полученные пики имеют полуширину порядка З Мгц, что несколько ниже, чем полуширина пиков, полученных при 9=

насыщенном поглощении лазерного излучения в парах <sup>127</sup>I<sub>2</sub> с внутрирезонаторной поглощающей ячейкой.

Метод насыщенной флуоресценции имеет преимущество перед методом насыщенного поглощения лазерного излучения, когда приходится работать с очень низкими давлениями, с очень слабыми переходами или со слабонаселенными нижними уровнями. Этот метод пока находится в стадии начальных исследований с целью применения его для стабилизации по пикам длины волны лазерного излучения.

Более высокие значения стабильности и воспроизводимости длины волны лазерного излучения были получены при стабилизации линий генерации Не — Ne-лазера по насыщенному поглощению в метане.

# в) Поглощение лазерного излучения в метане

Применение метана в качестве нелинейного поглотителя излучения Не — Ne-лазера на  $\lambda = 3,39$  *мкм* было предложено для стабилизации частоты по пику мощности генерации, который расположен на частоте



Рис. 10. Выходная мощность лазера (a) и производная мощности (б) в зависимости от частоты.

колебательно-вращательного перехода v<sub>3</sub>P (7) молекулы CH<sub>4</sub><sup>40-49</sup>. Вращательно-колебательная линия поглощения Р (7) полосы уз метана отстоит от линии усиления He — Ne-лазера с  $\lambda = 3,39$  мкм на 50-80 Мгц. Точного совпадения добиваются увеличением давления гелия в усиливающей среде <sup>40</sup>, либо использованием Ne<sup>22 50</sup>. Наиболее благоприятные условия для получения узкого пика создаются при давлении метана от 10 до 100 мтор и при давлении Не — Ne-смеси от 2,9 до 7,5 тор. Линии усиления и поглощения совпадают при давлении He — Ne-смеси 5,4 mop. При этом давлении зависимость выходной мощности от частоты генерации имеет симметричный вид, а пик расположен в максимуме мощности. Ширина пика составляет 100—300 кгу. Обращенный лэмбовский провал, наблюдаемый на вершине кривой выходной мощности, показан на рис. 10, а, а на рис. 10, б изображена первая производная обращенного лэмбовского провала <sup>51</sup>. При стабилизации Не — Ne-лазерного излучения по этому пику была получена стабильность порядка 10<sup>-13</sup> и воспроизводимость 10-11. Воспроизводимость частоты He - Ne-лазера ограничена наличием неразрешенной тонкой структуры линии СН4, по которой производится стабилизация частоты лазера. Линия состоит из трех компонент, находяшихся на расстоянии около 10 кгц друг от друга и имеющих разную интенсивность <sup>52</sup>.

Получить более высокую стабильность и воспроизводимость оказалось возможным при использовании интенсивного пика при давлении метана в 1 *мтор*. В этой области давления сдвиги линии в метане меньше расстояния между компонентами сверхтонкой структуры линии метана и достигают порядка 10 гц/мтор<sup>49</sup>.

Преимуществом линии метана  $\lambda = 3,39$  *мкм* является отсутствие зависимости ее полуширины от электрических полей и слабая зависимость от магнитных полей, что и дает возможность получить узкий пик.

## 2. ИЗМЕРЕНИЯ ДЛИН ВОЛН СТАБИЛИЗИРОВАННЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИСТОЧНИКОВ СВЕТА

Точные измерения длин волн спектральных линий осуществляются, как известно, сравнением интерференционным методом с эталонной длиной волны. Этот принцип измерений остается справедливым и для измерений длин волн линий генерации стабилизированных лазеров. Для того чтобы не потерять преемственности в определениях длин волн и не нарушить единства их измерений, длины волн линий генерации стабилизированных лазеров в видимой области спектра классическими интерференционными методами сравниваются с длиной волны оранжевой линии <sup>86</sup>Kr  $\lambda =$ = 605,78021 нм. После внедрения в жизнь определения метра 1960 г. длительное время было посвящено исследованиям симметрии, полуширины и воспроизводимости максимума коптура оранжевой линии криптона-86, излучаемой лампами, изготовленными в соответствии с рекомендацией Международного комитета по мерам и весам 53-60. На 5-й сессии Консультативного комитета по определению метра (1973 г.) были полведены итоги этих исследований и установлена величина действительной погрешности воспроизведения длины волны, определяющей эталон единицы длины. • Эта величина погрешности 4.10-9 характеризует точность практической реализации современного эталона метра и точность преемственности при переходе к новому определению эталона единицы длины.

а) Методы измерений длин волн лазерных источников света в видимой области спектра

Классическими приборами для измерения длин волн в видимой области спектра являются фотоэлектрические спектроинтерферометры. Оптические схемы большинства этих приборов основаны на применении сканирующих эталонов Фабри — Перо с различными разделителями либо интерферометров Майкельсона при различных разностях хода. Хорошо известно, что для сравнения двух длин волн еще со времен Фабри, Перо и Бенуа пользуются методом совпадения дробных частей порядков интерференции нескольких вспомогательных спектральных линий <sup>61</sup>. В качестве последних используются вторичные эталонные длины волн видимой области спектров криптона-86, ртути-198, кадмия-114 <sup>62</sup>.

Основное назначение спектроинтерферометров сводится к определению дробных частей порядков интерференции с паименьшей возможной погрешностью. Спектроинтерферометры с эталонами Фабри-Перо отличаются друг от друга только методами сканирования и определения дробных частей порядков интерференции. Наиболее распространенным методом сканирования до сих пор является оптический, связанный с изменением показателя преломления в вакуумной камере эталона Фабри — Перо. Еще в 1947 г. такой метод был применен для изменения порядков интерференции при выделении одноизотопного излучения ртути 198 <sup>63</sup>. а в 1948 г. этот метод послужил основой для фотоэлектрической записи сверхтонкой структуры спектральных линий <sup>64</sup>. При таком сканировании были разработаны и методы определения дробных частей порядков интерференции <sup>65-67</sup>, которые затем были усовершенствованы и использованы при измерении длин волн лазерных источников света в видимой области спектра. Так, в схеме спектроинтерферометра в работе <sup>68</sup> сканирование осуществлялось изменением показателя преломления в вакуумной камере эталона Фабри — Перо путем откачки из камеры воздуха или накачки с помощью небольшого насоса с линейным ходом поршня. В результате этого измерения производились в воздухе с одновременным определением показателя преломления. Зеркала эталона имели серебряное покрытие.



Рис. 11. Блок-схема спектроинтерферометра для абсолютного измерения длины волны:

1 — йодный стабилизированный пазер, 2, 4 — рассеивающие пластины, 3 — полупрозрачная пластина, 5 — интерферометр Фабри — Перо, 6 — спектрограф. Отсчет дробной части производился по цифровому вольтметру и с помощью цифропечати.

Пересчет значений длины волны от воздуха к вакууму всегда вводит дополнительную систематическую погрешность определения показателя преломления, поэтому более перспективным являются измерения длин волн непосредственно в вакууме, как это имеет место в работах <sup>24, 33</sup>.

На рис. 11 представлена оптическая схема спектроин-

• терферометра с воздушным сканированием и фотографической регистрацией порядков интерференции <sup>33</sup>. Сканирование порядков осуществлялось напусканием в вакуумную камеру сверхзвукового воздушного потока одновременно с линейным перемещением фотопластинки. Линейность сканирования 0,001 полосы. Погрешность определения дробной части порядка интерференции при измерениях почернений на пластинках микроденситометром составляла 0,002 полосы для одной пластинки. Измерения производились с алюминированными зеркалами и инварными разделителями при двух разностях хода. Дисперсия скачка фазы учитывалась обычным методом <sup>69</sup>.

В работе <sup>24</sup> описан другой вариант спектроинтерферометра, в котором отсчет дробных частей осуществлялся при сканировании интерференционной картины путем почти линейного напуска в вакуумную камеру потока азота через сверхзвуковое сопло, а вычисление дробной части порядков интерференции производилось компьютером. Начальный отсчет для дробной части производился при давлении в вакуумной камере эталона Фабри — Перо порядка 0,025 *тор*. Обработка контура линии криптона подтвердила наличие малой асимметрии того же порядка, как это наблюдалось другими исследователями <sup>70</sup>. На основании этого длина волны оранжевой линии <sup>86</sup>Kr приписывалась центру тяжести контура, построенного по данным работы <sup>71</sup>. Для определения целых порядков, кроме оранжевой линии <sup>86</sup>Kr.

В последнее время начал находить широкое распространение другой, более совершенный, метод сканирования, основанный на пьезоэффекте. В спектроинтерферометре Государственного специального эталона единицы длины для спектроскопии <sup>72</sup> для измерения длин волн применяется эталон Фабри — Перо с пьезосканирующими элементами. Дробные части порядка интерференции определяются модуляционным методом измерения малых фазовых сдвигов при регистрации выходного сигнала цифровым вольтметром <sup>73</sup>. Среднеквадратичное отклонение отсчета дробной части порядка интерференции составляет 0,001 полосы <sup>74</sup>. Спектроинтерферометр имеет вертикальную конструкцию; оптическая схема его близка к схеме французского прибора «Ipeak» <sup>75</sup>, но отличается от этого прибора осветительным узлом и интерференционным.

Спектроинтерферометры, интерференционным узлом которых является интерферометр Майкельсона, также отличаются друг от друга методами сканирования интерференционной картины. В классической схеме интерферометра <sup>58</sup> сканирование производится наклоном компенсирующей пластинки и отсчет дробной части порядка интерференции связан с угломерными точными приборами.

Второй вариант такой схемы представляет собой хорошо известный горизонтальный интерферометр Кёстерса <sup>76</sup>.

В работе <sup>77</sup> представлена третья схема интерферометра Майкельсона типа Мёбиуса, пригодная для измерения длин волн в видимой и инфракрасной областях спектра. Дробные части порядка интерференции определяются по изменению интенсивности при сканировании интерференционной картины изменением давления в воздушной камере, регистрируемого манометром. Сигналы от манометра и приемника подаются соответственно на оси *x* и *y* двухкоординатного самописца и данные записи анализируются компьютером.

Исходя из изложенного выше, следует подчеркнуть, что оба метода измерений длин волн со сканирующими эталонами Фабри — Перо и интерферометрами Майкельсона по своей точности равноправны.

б) Методы измерения длин волн лазеров
 в инфракрасной области спектра

Одной из основных систематических погрешностей при измерениях длин волн является погрешность, связанная с дисперсией скачка фазы при отражениях от зеркал интерферометров. Эту погрешность, как правило, исключают введением поправок. Для определения поправки измерение длин волн всегда производят при нескольких разностях хода и поправка вычисляется по формулам Мейссера <sup>69</sup>. Однако когда измеряемая длина волны отстоит очень далеко по спектру от эталонной, то оценка погрешности самой поправки делается заметной и несколько снижает точность измерений. Поэтому метод непосредственного сравнения и метод передачи размера через промежуточный вторичный эталон длин волн делаются равноправными. Это имеет место при измерении длины волны лазерного излучения 3,39 мкм. В этом случае передача значения длины волны от эталона производится через длину волны стабилизированного лазера  $\lambda = 633$  им по насыщенному поглощению в йоде.

Один из возможных вариантов такой передачи осуществлен в работе <sup>78</sup>. С помощью кристалла LiNbO<sub>3</sub> смешиваются частоты излучений стабилизированных лазеров  $\lambda = 3,39$  мкм и  $\lambda = 0,633$  мкм и сравнивается длина волны  $\lambda = 0,633$  мкм с длиной волны  $\lambda = 0,533$  мкм, отвечающей сумме частот. Точное значение длины волны  $\lambda = 3,39$  мкм вычисляется из полученного соотношения. Регистрация и обработка регистрограмм производится так же, как и при сравнениях длин волн в видимой области. При этом погрешность дисперсии скачка фазы сводится до 0,001 полосы, а погрешность определения дробной части — до 0,001 порядка. Погрешность определения длины волны связана со степенью стабилизации лазеров и составляет 10<sup>-9</sup>. Схема несколько другого метода измерения длины волны λ = 3,39 мкм дана в работе <sup>79</sup>. Так же как и в предыдущей работе, длина волны стабили-



Рис. 12. Схема дихроичного интерферометра:

мегра: 1. — дихроичный пассивный резонатор, 2 — локальный генератор на  $\lambda = 3,39$  мкм, 3 — метановый стабилизированный лазер, 4 — локальный генератор на  $\lambda = 0,633$  мкм, 5 — йолный стабилизированный лазер, 6, 9 — приемники на ИК область, 7 — расстройка частоты, 8, 11 — настройка на пропускание максимума сигнала, 10, 12 — приемники на красную область, 13 — счетчик.

зированного йодного лазера играет роль вторичного эталона. Принципиальная схема изображена на рис. 12. Для простоты на рисунке изображен один конфокальный дихроичный резонатор. На самом деле их два, заменяющих друг друга, с длиной 62 и 250 см. Частота локального генератора λ = 3,39 мкм настраивается по частоте лазера, стабилизированного по метану. Длина пассивного резонатора настраивается так, чтобы в ней укладывалось целое число длин волн локального генератора λ = 3,39 мкм. Путем небольшой подстройки локального лазера  $\lambda =$ = 0.633мкм добиваются также целого числа длин волн  $\lambda = 0.633$  мкм в резонаторе. Длина волны локального лазера  $\lambda = 0.633$  мкм все время контролируется методом биений по йодному лазеру. Целый порядок определяется по области дисперсии. В случае ИК излучения для наблюдения контрастных полос пропуска-

ния вполне хватает коэффициента резкости порядка 80, а  $\Delta v$  может быть определено по разности между соседними модами.

В видимой области даже при коэффициенте резкости порядка 180 контрастполос недостаточен для определения Δν. В этом случае модулируют

частоту локального резонатора  $\lambda = 0,633$  мкм частотой порядка 10 Гги так, что пропускаются резонатором, кроме основной частоты, две боковые составляющие  $v_0 + \Delta v$  и  $v_0 - \Delta v$  с расстоянием  $2\Delta v$ , равным 100 порядкам для короткого резонатора и 400 для длинного. Точность определения микроволновой частоты~10<sup>6</sup> для короткого и 4·10<sup>6</sup> для длинного резонатора вполне достаточна для опредецелого ления порядка. Такие измерения обеспечивают точность на уровне погрешности 10-11.

В работе <sup>80</sup> предла-



Рис. 13. Блок-схема частотно-контролируемой интерференционной системы:

 ференционной системы.
 метановый стабилизированный лазер, 2 — сервосистема для настройки на центр линии СН<sub>4</sub>, 3 — интерферометр Фабри — Перо, 4 — сервосистема для перемещения зеркала эталона Фабри — Перо на центр линии, 5 — спектрометр, 6 — локальный генератор на λ = 3,39 мжм, 7 — пересчетный блок, 8 — многоканальный анализатор, 9 — сервосистема для изменения частоты локального генератора.

гается усовершенствованная техника интерферомстрии, которая позволила авторам с несколько меньшей точностью ( $10^{-9}$ ), чем в предыдущих работах ( $10^{-11}$ ), произвести сравнение непосредственно длины волны  $\lambda = 3,39$  мкм вого лазера с длиной волны  $\lambda = 0,605$  мкм <sup>86</sup>Kr. В измерительмосхеме используется эталон Фабри — Перо, расстояние мєжду зеркани которого автоматической системой с обратной связью точно подоняется к целому числу длин волн  $\lambda = 3.39$  мкм локального лазера, настроенного на частоту метанового лазера. Частота этого лазера и длина интерферометра сканируются с погрешностью, близкой к погрешности стабилизации метанового лазера. Полученная погрешность наведения на максимум полосы в  $\lambda = 3,39$  мкм составляла  $2 \cdot 10^{-5}$ .

На рис. 13 представлена схема частотно-контролируемой интерференционной системы для измерения длины волны 3,39 мкм. С помощью частотно-контролируемого интерферометра был повторно изучен контур оранжєвой линии <sup>86</sup>Kr: его симметрия, допплеровское смещение вдоль оси капилляра лампы. Наличие смещения длины волны при взаимно противоположных направлениях свечения в капилляре лампы было обнаружено в самом начале исследованиями в работах <sup>71, 81</sup>. Однако происхождение его вряд ли связано с эффектом Допплера и более вероятно, что оно обусловлено температурным эффектом разности давлений вблизи анода и катода в разрядной трубке. При вычислении длины волны  $\lambda = 3,39$  мкм были учтегы поправки на симметрию контура и полученное допплеровское смещение (1,31 · 10<sup>-4</sup> см<sup>-1</sup>), величина которого лежит на границе точности измерений.

Еще с меньшей точностью измерение длины волны лазера  $\lambda = 3,39$  мкм производилось на интерферометре Майкельсона с применением счета полос с помощью реверсивных счетчиков <sup>82</sup>. Затем этот метод был несколько усовершенствован и применен для измерения длины волны  $\lambda = 1,15$  мкм <sup>83</sup>.

## 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ ДЛИН ВОЛН ИЗЛУЧЕНИЯ СТАБИЛИЗИРОВАННЫХ ЛАЗЕРОВ ПО НАСЫЩЕННОМУ ПОГЛОЩЕНИЮ В ЙОДЕ И МЕТАНЕ И РЕКОМЕНДАЦИИ КОНСУЛЬТАТИВНОГО КОМИТЕТА ПО ОПРЕДЕЛЕНИЮ МЕТРА (ИЮНЬ 1973 г.)

Результаты исследований, кратко изложенные в настоящей статье, были предложены на рассмотрение 5-й сессии Консультативного комитета по определению метра, органу, утвержденному Международным комитетом по мерам и весам для решения научных проблем по данному вопросу.

В настоящее время имеются монохроматические источники света в видимой и близкой инфракрасной областях спектра для точных интерференционных измерений длины и длин волн, большая интенсивность и степень монохроматичности которых делают почти идеальными их метрологические качества. Воспроизводимость длин волн, определенная методом биений излучений двух лазеров различной конструкции, стабилизированных по насыщенному поглощению, составляет величину порядка  $10^{-10}$ . С другой стороны, следует отметить большие успехи в области измерений частот оптического диапазона: сравнение частот с частотой перехода в цезии 133, определяющем секунду, уже возможно до 88 Гги ( $\lambda = 3,39$  мкм) с погрешностью порядка  $6 \cdot 10^{-10}$ . Таким образом, скорость света была бы известна с погрешностью  $6 \cdot 10^{-10}$ , если бы существующий метр был определен точнее, чем  $1 \cdot 10^{-8}$  ( $c = \lambda y$ ).

Перед Консультативным комитетом стояли два вопроса, касающиеся современного определения метра:

1) С какой неточностью в условиях спецификации соответствует длина волны, излучаемая лампой с <sup>86</sup>Kr, длине волны излучения атома, не подверженного возмущениям, как этого требует определение метра.

2) Если контур линии <sup>86</sup>Кг асимметричен, то к чему следует отнести длину ее волны: к максимуму контуру или к центру тяжести. Как уже упоминалось, пересмотрев еще раз все исследования коь -оранжевой линии криптона, выполненные ранее и повторенные в процел измерений длин волн лазерных источников света, члены Консультативного комитета по определению метра пришли к соглашению принисать современному метру неточность порядка ±4.10-9 как возможное расхождение между различными лабораториями. При построении контура в соответствии с ранее определенными его составляющими смещение максимума невелико. При повторных исследованиях при разностях хода, наиболее употребляемых в интерференционных измерениях, полосы располагаются так, как если бы это был идеальный монохроматический источник, максимум контура линии которого расположен между центром тяжести и максимумом асимметричного контура, полученного экспериментально. К этому месту контура оранжевой линии <sup>86</sup>Kr и следует отнести ее длину волны. Однако самые последние данные показали, что асимметрия линии почти на уровне точности.

Измерение длины волны лазера, стабилизированного по насыщенному поглощению в йоде 127, было проведено в шести лабораториях мира независимыми методами. В результате исследований сверхтонкой структуры йода полосы 11—5, определяемой переходами R (127), была выбрана как наилучшая «*i*-составляющая, хотя непосредственные измерения производились для различных компонент йода 127 и йода 129, но все они были отнесены именно к «*i*»-составляющей путем измерения частотного интервала между компонентами методом биений. Хорошая согласованность этих измерений видна из приведенной ниже табл. III.

Таблица III

in the second	Лаборатория, страна	Значение длины волны в вакууме, нм	Лаборатория, страна	Значение длины волны в вакумме, нм
the second s	Национальное Бюро стан- дартов, США Научно-исследовательский центр, Канада Национальная лаборатория стандартов, Австралия	632,9913998 632,991398 632,991398	Физико-технический инсти- тут, ФРГ Национальная физическая лаборатория, Англия Международное Бюро мер и весов, Франция	632,991397 632,991399 632,9913994

Таблица IV

1	Кем проведено	Компоненты							
	измерение (литература)	a	ь	c	d	е	f	g	
	$\left\{\begin{array}{c} 20\\ 33\\ 68\end{array}\right\} \Delta f, Mey$	297,3	288,5	280,7	166,9 165,060	153,6 152,214	139,7 138,845	126,3 125,690 425,677	
ž	Δλ, φ <i>м</i>	397	<b>—38</b> 6	—375	-220,6	-203,4	-185,6		
. 4	Кем проведено	Компоненты							
Y	Кем проведено				Компонент	ы			
2	Кем проведено измерение (литературы)	h	i	j	Компонент <i>h</i>	ъ	m	n	
2	Кем проведено измерение (литературы)	h 22,3 21,919	i 0 0	j -22,0 -21,572	Компонент <i>k</i> —129,3	ты <i>l</i> —137,1	m —152,3	n —162,0	

Среднее этих результатов составляет 632,99139 нм. Самое большое отклонение по отношению к среднему меньше 3.10<sup>-9</sup>.

Кроме этой таблицы, представляет интерес привести таблицу частотных интервалов и интервалов длин волн составляющих сверхтонкой структуры <sup>127</sup>I<sub>2</sub>. Эти данные приведены в табл. IV.

Измерение длины волны лазера, стабилизированное по насыщенному поглощению в метане, было проведено в четырех лабораториях мира. Полученные данные приведены в табл. V.

Таблипа V

Лаборатория, страна	Значение длины волны в вакууме, нм	Лаборатория, страна	Значение длины волны в вакууме, нм
Национальное Бюро стан- дартов (секция В), США Национальное Бюро стан- дартов (секция Д), США	3392,23140 3392,23139	Научно-исследовательский центр, Канада Международное бюро мер и весов, Франция	3392,23140 3392,23139

Среднее округленное значение  $\lambda$  (CH<sub>4</sub>) = 3392,23140 нм.

Приведенные в табл. III и V средние значения длин волн рекомендованы 5-й сессией Консультативного комитета по определению метра в качестве эталонных при измерениях длины и длин волн.

В Национальном Бюро стандартов США была измерена частота v (CH<sub>4</sub>) = 88376181627  $\pm$  50 кгц с погрешностью 1.10<sup>-10</sup>. Используя приведенное выше среднее значение  $\lambda$  (CH<sub>4</sub>), можно вычислить скорость света:

$$c = v (CH_4) \lambda (CH_4) = 299792458 \text{ m/cek.}$$

Это значение скорости света основывается на результатах измерения  $\lambda$  (CH<sub>4</sub>) четырех лабораторий и было подтверждено измерениями, проведенными в Национальной физической лаборатории Англии<sup>84</sup>, в Национальном Бюро стандартов США<sup>85</sup> и в Научно-исследовательском центре Канады<sup>86</sup>.

Значения скорости света, полученные в Национальном Бюро стандартов США:

c = 2997.92462 м/сек

с относительной погрешностью 6.10<sup>-8</sup> и в Научно-исследовательском центре Канады:

$$c = 299792457$$
 m/cer

с относительной погрешностью 2.10-8.

Их точность лучше, чем в Фрума  $(3 \cdot 10^{-7})$ , но еще далека от значения v (CH<sub>4</sub>), которое составляет  $6 \cdot 10^{-10}$  <sup>87, 88</sup>.

Обсудив подробно вопрос возможности определения единицы длины с помощью мировой константы, члены Консультативного комитета пришли к заключению, что принятие такого определения в настоящее время несколько преждевременно в связи с трудностью передачи размера искусственным мерам. Однако в настоящее время Консультативный комитет рекомендовал число  $c = 299792458 \ m/cer$  как неизменное на будущее для использования его в астрономии, геодезии, дальнометрии.

В заключение настоящей статьи представляет интерес привести рекомендации 5-й сессии Консультативного комитета по определению метра (июнь 1973 г.), принятые Международным комитетом по мерам и весам (октябрь 1973 г.).

## РЕКОМЕНДАЦИИ КОНСУЛЬТАТИВНОГО КОМИТЕТА по определению метра, представленные В МЕЖДУНАРОДНЫЙ КОМИТЕТ МЕР И ВЕСОВ (ЭТИ РЕКОМЕНДАЦИИ БЫЛИ ОДОБРЕНЫ МЕЖДУНАРОДНЫМ КОМИТЕТОМ МЕР И ВЕСОВ НА 62-й СЕССИИ В ОКТЯБРЕ 1973 г.)

Длины волн излучений лазеров, стабилизированных по метану или по йоду

# Рекомендация М1 (1973 г.)

Консультативный комитет по определению метра в соответствии с рекомендацией М2 (1970), касающейся изучения излучений лазеров, стабилизированных по линии поглощения йода и метана и измерения их длины волны.

рассмотрев результаты сравнений длины волны этих излучений с длиной волны, определяющей метр, и обсудив степень согласования их между многими лабораториями.

констатирует, что практическая реализация метра в этих сравнениях показывает совпадение лучшее, чем 10-8;

рекомендует, чтобы для длин волн в вакууме использовали излучения гелий-неоновых лазеров, стабилизированных по линиям поглощения, следующие значения:

Линия

1) метан, P (7), полоса  $v_3$ ; 2) йод 127, R (127), полоса 11-5, составляющая «i»,

Длина волны в вакууме 3 392 231,40 · 10<sup>-12</sup> м

632 991,399 • 10-12 м

считает, что длины волн этих излучений имеют указанные значения с относительной погрешностью до  $\pm 4 \cdot 10^{-9}$  и что эта неточность вызвана. по существу, нынешней неопределенностью практической реализации метра,

отмечает, что другие составляющие линии R (127) полосы 11-5 йода 127 или составляющие йода 129 могут быть использованы без снижения точности, принимая во внимание разности частот; например, из этих разностей выводят, что составляющая «В» йода 129 имеет длину волны более короткую, чем составляющая «i» йода 127 на 1,32116 ·10<sup>-12</sup> м, т. е. что ее длина волны 632 990,078 · 10<sup>-12</sup> м. Обозначение этих составляющих объяснено в Appl. Phys. Lett. 18, 360 (1971); J. Phys. E5, 926 (1972); Appl. Opt. 12, 2927 (1973).

Значение скорости света

## Рекомендация М2 (1973 г.)

Консультативный комитет по определению метра,

рассматривая рекомендованную линию метана со значением длины волны в вакууме  $3392231,40\cdot10^{-12}$  м, которую считают точной до  $\pm 4\cdot10^{-9}$ , и значение 88376181627 ± 50 кгц частоты этой же самой линии, определенное Национальным Бюро стандартов США с использованием промежуточных эталонов, значение частоты которых было подтверждено независимыми измереними других лабораторий,

констатирует, что значение скорости распространения света в вакууме составляет 299792458 *м/сек* с неточностью около ±4.10<sup>-9</sup>, обусловленной в основном неточностью практической реализации метра,

отмечает, что это значение согласуется в пределах приведенной неточности с двумя другими независимыми самыми последними измерениями, сообщение о которых было сделано на этой сессии Консультативного комитета по определению метра.

#### измерений оптических Продолжение частот и длин волн

## Рекомендация МЗ (1973 г.)

Консультативный комитет по определению метра

подтверждает свою предыдущую рекомендацию М4 (1970 г.).

подтчеркивающую необходимость новых поисков с целью будущего определения метра, более точного, чем современное определение, в частности, новых измерений оптических частот и новых сравнений длин волн излучений стабилизированных лазеров.»

### ВНИИ метрологии им. Д. И. Менделеева, Ленинград

## ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- 1. Comptes Rendus de XI Conference Generale d. Pds. et Mes., 1960.
- Comptes Rendus de XI Conference Generale d. Pds. et Mes., 1960.
   H. P. Батарчукова, Новое определение метра, М., Изд-во стандартов, 1964.
   K. D. Mielenz, K. F. Neffen, K. E. Gillilland, R. B. Stephens, R. B. Zipin, Appl. Phys. Lett. 7, 277 (1965).
   W. R. C. Rowley, D. C. Wilson, J. Opt. Soc. Am. 66, 259 (1966).
   E. Engelhard, Zs. angew. Phys. 20, 404 (1966).
   K. D. Mielenz, K. F. Neffen, W. R. C. Rowley, D. C. Wilson, E. Engelhard, Appl. Optics 7, 289 (1968).
   H. T. Басов, В. С. Летохов, Письма ЖЭТФ 2, 16 (1965).
   B. C. Летохов, ibid. 6, 597 (1967).
   B. H. Лисицын, В. П. Чеботаев, Тисьма ЖЭТФ 9, 364 (1969).
   P. H. Lee, M. L. Skolnick, Appl. Phys. Lett. 10, 303 (1967).
   B. C. Летохов, В. Н. Чеботаев, Квант. электрон. 1, 245 (1974).

- 12. В. С. Летохов, В. П. Чеботаев, Квант. электрон. 1, 245 (1974). 13. В. С. Летохов, В. П. Чеботаев, Квант. электрон. 1, 245 (1974). 14. Н. А. Калинин, Изм. техн., № 12, 14 (1968). 15. Proc. Verb. Comm. Cons. pour la Déf. du Métre, 4<sup>e</sup> session, 1970.

- 16. Proc. Verb. Com. Cons. pour la Déf. du Métre, 1<sup>e</sup> session, 1953.
  17. Л. П. Кириченко, Канд. диссертация (Ленинград, ВНИИМ, 1963).
  18. К. М. Baird, in: U.R.S.I. Conference on Laser Measurement, Warsaw, 1968,

- K. M. Ballru, H. O.R.S.I. Conference on Laser Measurement, Watsaw, 1996, p. 5.
   G. R. Hanes, K. M. Baird, Metrologia 1, 32 (1969).
   G. R. Hanes, C. E. Dahlstrom, Appl. Phys. Lett. 14, 362 (1969).
   P. W. Smith, IEEE J. Quantum Electron. QE-1, 343 (1965).
   J. D. Knox, Yoh-Han Pao, Appl. Phys. Lett. 16, 129 (1970).
   J. D. Knox, Yoh-Han Pao, ibid. 18, 360 (1971).
   W. G. Schweitzer, E. G. Kessler, R. D. Deslattes, H. P. Layer, J. R. Whetstone, Appl. Optics 12, 2927 (1973).
   C. F. Bruce, ibid. 10, 880 (1971).

- C. F. Bruce, Infd. 10, 800 (1971).
   B. Cole, in: Proc. Verb. Com. Cons. pour la Déf. du Métre, 1973, 5<sup>e</sup> session, p. 119.
   H. P. Батарчукова, Ц. И. Глозман, А. И. Карташев, Опт. и спектр. 34, 413 (1973).
   T. J. Ryan, D. Youmans, L. A. Hackel, S. Ezekiel, Appl. Phys. Lett. 21, 320 (1972).
   Ю. М. Малышев, В. М. Татаренков, А. Н. Титов, Письма ЖЭТФ 13, 44070)
- 11 (1971).

- 11 (1971).
  30. А. J. Wallard, Sci. Instr. Phys. E5, 926 (1972).
  31. К. Тапака, Т. Sakurai, Т. Кигозаwа, цит. в <sup>26</sup> сборник, р. 104.
  32. J. Helmcke, F. Bayer Helms, Metrologia 10, 69 (1974).
  33. G. R. Hanes, K. M. Baird, J. De Remigis, Appl. Optics 12, 1600 (1973).
  34. F. Spieweck, Metrologia 9, 24 (1973).
  35. S. Ezekiel, R. Weiss, Phys. Rev. Lett. 20, 91 (1968).

- 36. E. Engelhard, F. Spieweck, Zs. Naturforsch 25a, 156 (1970).

- 30. Е. Е пустага, г. Spieweck, Zs. Naturforsch 25a, 156 (1970). 37. С. Freed, A. Javan, Appl. Phys. Lett. 17, 53 (1970). 38. М. D. Levenson, A. L. Shawlow, Phys. Rev. A6, 10 (1972). 39. М. S. Sorem, A. L. Schawlow, Opt. Comm. 5, 148 (1972). 40. R. L. Barger, I. L. Hall, Phys. Rev. Lett. 22, 4 (1969). 41. Н. Г. Басов, М. В. Данилейко, В. В. Никитин, Письма ЖЭТФ 12, 05. (4070) 95 (1970).
- 42. Г. Г. Басов, М. А. Губин, В. В. Никитин, Е. Д. Проценко, В. А. Степанов, ibid. 15, 525 (1972).
   43. Н. Г. Басов, Э. М. Беленов, М. И. Вольнов, М. А. Губин, В. В. Ни-
- китин, В. Н. Трошагин, ibid., стр. 659.
- Китин, Б. н. Трошагин, юна., стр. 659.
  44. Н. Б. Кошелявский, А. Ф. Мухамедгалиева, В. М. Татаренков, А. Н. Титов, Изм. техн., № 8, 38 (1970).
  45. Н. Hellwig, Е. Н. Bell, Р. Kartaschoff, С. J. Bergquist, J. Appl. Phys. 43, 450 (1972).
  46. Р. Giacomo, L.— N. Y., Plenum Press, 1972, р. 348.
  47. К. Shimoda, Japan J. Appl. Phys. 12, 8 (1973).
  48. Н. Б. Кошелявский, В. М. Татаренков, А. Н. Титов, Письма Жатф 45, 464 (4072).

- ЖЭТФ 15, 461 (1972).
- 49. С. Н. Багаев, Е. В. Бакланов, В. П. Чеботаев, ibid. 16, 344 (1972). 50. Н. Г. Басов, М. В. Данилейко, В. В. Никитин, ЖПС 11, 543 (1969).
- 51. М. О h i, Y. A k i m o t o, T. T a k o, цит. в <sup>26</sup> сборник, р. 114. 52. J. L. H a l l, C. B o r d e, Phys. Rev. Lett. **30**, 1101 (1973).
- 53. Н. Р. Батарчукова, А. И. Карташев, Е. А. Птицына, Тр. метрол. ин-тов СССР, вып. 114, 5 (1970).
- 54. Н. Р. Батарчукова, Ю. П. Ефремов, Г. С. Попов, Изм. техн., № 8-14 (1962).
- 55. E. Engelhard, in: Com. Cons. pour la Déf. du Métre, 1957, p. 56. 56. W. R. C. Rowley, in: Com. Cons. p. la Déf. du Métre, 1962, p. 75. 57. F. Bayer-Helms, E. Engelhard, ibid., p. 88.

- 58. J. Terrien, ibid., p. 28. 59. К. М. Baird, P. W. Smith, JOSA 52, 507 (1962). 60. С. F. Bruce, R. V. Hill, цит. в <sup>56</sup>, сборник, стр. 76.
- 61. XII Генеральная конференция по мерам и весам, Париж, 1964.

- 61. XII Генеральная конференция по мерам и весам, Париж, 1964.
  62. Ргос. Verb. Comm. Cons. la Déf. du Métre, 3<sup>e</sup> session, 1962, p. 70.
  63. H. P. Батарчукова, ДАН СССР 58, 1013 (1947).
  64. P. Jacquinot, Ch. Dufour, J. Rech. (CNRS) 6, 91 (1948).
  65. K. M. Baird, JOSA 44, 11 (1954).
  66. J. H. Jaffe, JOSA 43, 1170 (1953).
  67. Ю. П. Ефремов, Изм. техн. 6, 15 (1958).
  68. W. R. C. Rowley, A. J. Wallard, Sc. Instr. Phys. E6, 7, 647, 1973.
  69. K. W. Meissner, JOSA 31, 405, 1941.
  70. J. Terrien, Nouv. Rev. Optique 4, 215 (1973).
  71. W. R. C. Rowley, J. Hamon, Rev. Opt. 42, 519 (1973).
  72. H. P. Батарчукова, П. И. Глозман, Л. А. Ирикова, А. И. 72. Н. Р. Батарчукова, Ц. И. Глозман, Л. А. Ирикова, А. И. Кар-
- ташев, Е. А. Птицына, Изм. техн. 6, 49 (1974). 73. А. И. Карташев, И. Ш. Эцин, УФН 106, 687 (1972). 74. Н. Р. Батарчукова, Ц. И. Глозман, Л. А. Ирикова, А. И. Карташев, Е. А. Птицына, Изм. техн. 7, 83 (1974). 75. R. Chabbal, P. Jacquinot, Rev. d'Opt. 40, 4 (1961). 76. W. Kösters, Handbuch dep phys. Optik 1, 485, 1927. 77. T. Masui, S. Asami, N. Ito, Com. Cons. p. la Déf. du Métre, 111, 5<sup>e</sup> session,

- 1973.
- 78. K. M. Baird, D. S. Smith, W. E. Berger, Opt. Comm. 7, 107, 1973.
- 79. R. D. Delattes, H. P. Layer, W. G. Schweitzer, CPEM, Dig. Conf.
- 13. П. Б. Бетаттев, П. F. Layer, W. G. Schweitzer, CPEM, Dig. Conf. Precision Electromagn. Meas., Boulder, Colo, 1972.
  80. R. L. Barger, J. L. Hall, Appl. Phys. Lett. 22, 196 (1973).
  81. F. Bayer-Helms. Zs. angew Phys. 15, 330, 416; 16, 44 (1963).
  82. А. Я. Лейкин, В. Г. Павлов, В. С. Соловьев, Вопросы радиоэлектро-вики, сер. РТ 5, 1970.
  83. Ц. А. Соловьев, К. К. С. Соловьев, Вопросы радиоэлектро-вики.
- 83. Д. А. Соломаха, А. К. Торопов, Ю. Ф. Томашевский, Изм. техн.
- Д. А. Соломаха, А. К. Торопов, Ю. Ф. Томашевский, Изм. техн. 6, 61 (1974).
   С. С. Bradley, G. J. Edwards, D. J. E. Knight, W. R. C. Rowley, P. T. Woods, Phys. Bull. 23, 15 (1972).
   Z. Bay, G. G. Luther, J. A. White, Phys. Rev. Lett. 29, 189 (1972).
   K. M. Baird, H. D. Riccins, K. J. Siemsen, Opt. Comm. 6, 91 (1972).
   K. M. Evenson, J. S. Wells, F. R. Peterson, B. L. Danielson, D. W. Day, Appl. Phys. Lett. 22, 192 (1973).
   R. L. Barger, J. L. Hall, Phys. Rev. Lett. 29, 1346 (1972).