

Оптико-акустическая калориметрия фемтосекундных лазерных импульсов

А.Н. Иглакова¹, В.К. Ошлаков¹, Л.В. Селезнев², Б.А. Тихомиров^{1*}

¹Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН
634021, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1

²Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН
119991, г. Москва, Ленинский просп., 53

Поступила в редакцию 18.02.2015 г.

Для измерения энергии фемтосекундных лазерных импульсов (248; 744 и $800 \cdot 10^{-9}$ м) апробирован оптико-акустический приемник с черным телом (в качестве поглощающего элемента) и конденсаторным микрофоном (в качестве преобразователя), помещенными внутри замкнутого объема с газом. Прибор позволяет измерять энергию УФ, ИК лазерных импульсов в широком динамическом диапазоне (более 80 дБ с микрофоном МК 221). Частота следования импульсов – до 15 Гц, длительность импульсов – от $20 \cdot 10^{-15}$ с до $100 \cdot 10^{-9}$ с, пороговая чувствительность – $10 \cdot 10^{-9}$ Дж. Высокая чувствительность приемника обеспечивает надежные измерения энергии тераваттных фемтосекундных лазерных импульсов в основном канале по поглощению излучения, проходящего за поворотное зеркало с коэффициентом отражения, близким к 100%.

Ключевые слова: тераваттный фемтосекундный лазер, измерение энергетических характеристик, оптико-акустический приемник; terawatt femtosecond laser, measurement of the energy characteristics, photoacoustic receiver.

Введение

Фемтосекундные (ФС) лазеры широко применяются в исследованиях целого ряда нелинейных эффектов, проявляющихся при взаимодействии высокоинтенсивного лазерного излучения с газами и атмосферным воздухом (самофокусировка и филаментация лазерного пучка, генерация суперконтинуума, вынужденное комбинационное рассеяние, туннельная и многофотонная ионизация атомов и молекул и др.) [1, 2]. В экспериментах наиболее часто используются лазерные системы на кристалле $Ti^{3+}:Al_2O_3$ (Ti:Sapphire). Предельные значения интенсивности излучения могут достигать тераваттного уровня [3, 4]. Так, например, в ИОА СО РАН для зондирования атмосферы применяется Ti:Sapphire лазерная система производства ООО «Авеста-Проект», генерирующая на длине волны $\lambda = 800 \cdot 10^{-9}$ м импульсы излучения длительностью $\tau = 50 \cdot 10^{-15}$ с (FWHM), с диаметром пучка $d = 25 \cdot 10^{-3}$ м (на уровне e^{-2} гауссова распределения интенсивности) и энергией $E \leq 100 \cdot 10^{-3}$ Дж. Частота следования импульсов $f = 10$ Гц. При энергии $50 \cdot 10^{-6}$ Дж интенсивность излучения на оси лазерного пучка превышает величину $I_0 = 10^{12}$ Вт/см². Управление лазерным пучком на выходе системы осуществляется

с помощью поворотных диэлектрических зеркал, обладающих повышенной лучевой стойкостью и слабой дисперсией групповых скоростей [5]. Коэффициент отражения зеркал близок к 100%.

Измерение энергетических характеристик тераваттных ФС лазерных импульсов является несколько проблематичным по следующим причинам. Во-первых, формально не существует серийно выпускаемых средств измерений, аттестованных на ФС-диапазон длительностей лазерных импульсов. Другая причина (неформальная) состоит в том, что при высоких уровнях интенсивностей «контактные» сенсоры калориметров, устанавливаемые в основной канал распространения лазерного излучения, просто разрушаются. Светодетекторная оптика (пластинки, клинья), обычно используемая для отвода небольшой части излучения наносекундных импульсов с целью измерения их характеристик, «портит» лазерный пучок из-за эффекта Керра тем сильнее, чем больше энергия в ФС-импульсе, и также разрушается излучением тераваттной интенсивности. Таким образом, остается возможность измерять энергию лазерных импульсов в основном канале по той части излучения, которая проходит за поворотное зеркало. Если коэффициент отражения зеркала составляет 99,9%, то сенсор, установленный за поворотным зеркалом, должен обеспечить измерение энергии E (средней мощности P) в области $E \leq 50 \cdot 10^{-6}$ Дж ($P \leq 0,5 \cdot 10^{-3}$ Вт). В лабораторных экспериментах, например, в исследованиях механизмов ионизации атомов и молекул под действием ФС лазерных им-

* Анастасия Николаевна Иглакова (ian@iao.ru); Виктор Константинович Ошлаков (ovk@iao.ru); Леонид Владимирович Селезнев (seleznev@sci.lebedev.ru); Борис Александрович Тихомиров (bat@iao.ru).

пульсов [6], диапазон изменения энергии составляет несколько (3–4) порядков величины. В этом случае диапазон измерения энергии (средней мощности) за поворотным зеркалом будет составлять $E \sim 10^{-8} \div 10^{-4}$ Дж ($P \sim 10^{-7} \div 10^{-3}$ Вт).

Одним из лидеров в производстве средств измерения параметров лазерного излучения является фирма «Newport». Компания выпускает калориметры двух типов: с тепловыми (термопара, пироэлектрик) и фотоэлектрическими (фотодиод) сенсорами-преобразователями, перекрывающими широкий диапазон (подробнее см. [7]). Самые чувствительные тепловые приемники характеризуются порогом измеряемой энергии $15 \cdot 10^{-6}$ Дж (сенсор 3A-F5 «Ophir», термопара) и $8 \cdot 10^{-6}$ Дж (сенсор PE25-S «Ophir», пироэлектрик), что на три порядка больше нижней границы указанного диапазона. Фотодиодные сенсоры все вместе перекрывают диапазон измерения средней мощности $P = 10^{-11} \div 3$ Вт, что при частоте следования импульсов $f = 10$ Гц соответствует диапазону изменения энергии $E = 10^{-12} \div 0,3$ Дж. Однако подобрать необходимый фотодиодный сенсор весьма затруднительно. Например, сенсор PD 300-UV «Ophir» имеет диапазон измерения средней мощности $P = 2 \cdot 10^{-11} \div 3 \cdot 10^{-3}$ Вт. В то же время энергия в отдельном импульсе для данного сенсора не должна превышать такую незначительную величину, как $0,4 \cdot 10^{-6}$ Дж [7]. Максимальные размеры приемной площадки фотодиодных сенсоров «Ophir» составляют всего 10×10^{-4} м², что затрудняет работу с широкоапертурными пучками. Кроме того, фотодиодные приемники работают в ограниченном спектральном диапазоне.

Согласно работе [8] одним из наиболее редко используемых способов измерения энергетических параметров лазерного излучения является оптико-акустический (ОА) метод. Он широко применяется в исследованиях слабого поглощения в газах, жидкостях и твердых телах [9], но не имеет широкого распространения в калориметрии лазерного излучения. Представленный в [10] ОА-приемник (ОАП) Голея характеризуется высокой чувствительностью и широким спектральным (длина волны $\lambda = (0,3 \div 8\,000) \cdot 10^{-6}$ м) диапазоном. Однако он предназначен для измерения мощности непрерывного амплитудно-модулированного излучения. Оптическая схема регистрации сигнала давления, применяемая в данном ОАП, является сложной и требует дополнительного источника «пробного» излучения. В [8] ОА-метод применяется для измерения энергии отдельных импульсов излучения СО₂-лазера. Предлагаемое ОА-устройство, в котором с помощью пьезокерамики регистрируется ОА-сигнал, генерируемый в кристалле NaCl, установленном в основном канале распространения импульсного ИК-излучения, конструировалось специально для измерения больших значений импульсной энергии $E = (0,1 \div 10) \cdot 10^3$ Дж широких лазерных пучков.

В работах [11–17] ОАП с черным телом (ЧТ) в качестве поглощающего элемента и конденсаторным микрофоном в качестве преобразователя, по-

мещенными внутри замкнутого объема с газом, эффективно используется в исследованиях слабого молекулярного и аэрозольного поглощения импульсов УФ-, видимой области, ИК-излучения наносекундной длительности. Однако характеристики ОАП на предмет измерения энергии наносекундных импульсов в [11–17] не представлены. Возможность применения данного приемника для измерения энергии ФС лазерных импульсов никем не исследовалась.

В настоящей статье изложены результаты испытаний и исследований характеристик ОАП [11–16] в работе с ФС лазерным излучением.

Эксперимент и результаты

В работах [11–17] использовались лазеры, генерирующие импульсы излучения с длинами волн 266; 532; 694 и $1064 \cdot 10^{-9}$ м длительностью $\tau = (2 \div 100) \cdot 10^{-9}$ с и энергией до 10^{-1} Дж. Конструкция ОАП схематически представлена на рис. 1, а.

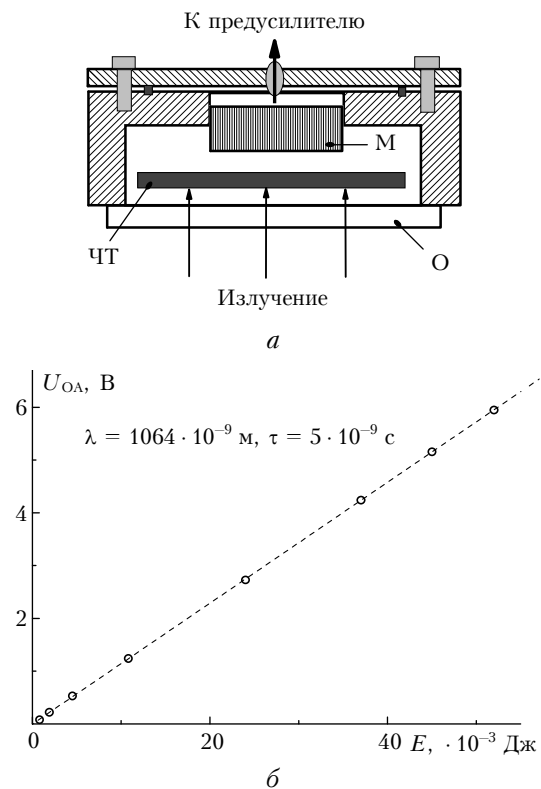


Рис. 1. Схематическое устройство ОАП (а); зависимость амплитуды сигнала ОАП U_{OA} от энергии лазерных импульсов YAG-лазера E [14] (б); М – конденсаторный микрофон; О – оптическое окно

Часть излучения отводилась из основного канала распространения с помощью светоделительной пластинки (клина) и направлялась на ЧТ. При поглощении излучения поверхностью ЧТ происходили нагрев газа в ячейке и генерация сигнала давления. С помощью светофильтров энергия отводимого излучения подбиралась такой, чтобы при облучении

ЧТ не происходила абляция. Диаметр оптического окна составлял $\sim 0,04$ мм, что позволяло расширить лазерный пучок и дополнительно снизить интенсивность излучения, падающего на ЧТ. Сигнал давления регистрировался с помощью конденсаторного микрофона и цифрового осциллографа TDS 1012. По нашим оценкам, в экспериментах [11–17] энергия отводимого излучения не превышала 0,1% от энергии лазерных импульсов в основном канале распространения.

Характерный вид калибровочной зависимости амплитуды сигнала ОАП U_{OA} от энергии лазерных импульсов YAG-лазера E ($\lambda = 1064 \cdot 10^{-9}$ м, $\tau = 5 \cdot 10^{-9}$ с), измеряемой в основном канале распространения с помощью калориметра ИКТ-1Н, представлен на рис. 1, б. Из рисунка видно, что амплитуда ОА-сигнала изменяется прямо пропорционально энергии лазерных импульсов в диапазоне $E = (0 \div 55) \cdot 10^{-3}$ Дж. Аналогичные зависимости были получены для всех других моноимпульсных лазеров. Применение ОАП вместо серийных калориметров типа ИКТ-1Н (ИМО-2Н) позволило повысить точность и скорость спектроскопических измерений [11–17]. Максимальная частота следования лазерных импульсов в указанных экспериментах не превышала 15 Гц [16, 17].

Эксперименты с ФС-лазерами проводились на стендах Физического института им. П.Н. Лебедева РАН (ФИАН, г. Москва) и Института оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН (ИОА СО РАН, г. Томск). Параметры излучения лазеров представлены в таблице.

Институт	λ , 10^{-9} м	τ , 10^{-15} с	E , 10^{-3} Дж	d , 10^{-3} м	f , Гц
ФИАН	744	100	7	8	10
	248	100	0,3	8	10
ИОА СО РАН	800	20	50	25	10

Схема измерений зависимости $U_{OA}(E)$ для импульсов излучения с длиной волны $744 \cdot 10^{-9}$ м показана на рис. 2, а. Примерно 2% излучения из основного канала с помощью светоделительного клина отводилось на ОАП с конденсаторным микрофоном МК 221. Изменение энергии в области $E = (2 \div 120) \cdot 10^{-6}$ Дж осуществлялось с помощью калиброванных дифракционных ослабителей DVA-8 (ЗАО «Дифракция», г. Новосибирск) [18]. Для расширения диапазона изменения E в схему вводился еще один светоделительный клин и измерения зависимости $U_{OA}(E)$ повторялись для области $E = (0,01 \div 0,6) \cdot 10^{-6}$ Дж. Измерения зависимости $U_{OA}(E)$ для импульсов излучения с длиной волны $248 \cdot 10^{-9}$ м производились без использования светоделителей, лазерный луч направлялся непосредственно на ОАП. Энергия варьировалась двумя дифракционными ослабителями, калиброванными для излучения $248 \cdot 10^{-9}$ м и установленными друг за другом. Входное окно ОАП из MgF_2 толщиной 0,003 м одинаково хорошо пропускало УФ- и ИК-излучения.

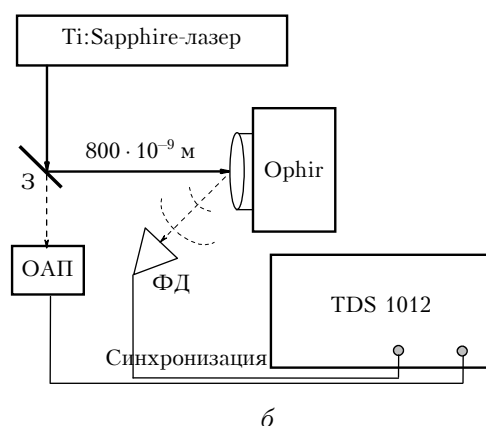
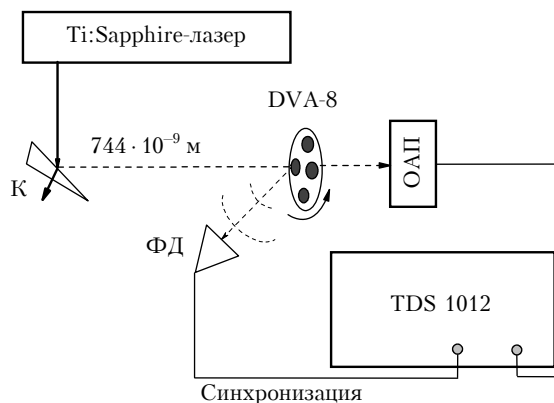


Рис. 2. Схема измерений зависимости $U_{OA}(E)$ в ФИАН (а) и ИОА СО РАН (б). К – светоделительный клин; DVA-8 – дифракционный attenuator; ФД – фотодиод «Thorlabs» DET210; З – поворотное зеркало

Схема измерений зависимости $U_{OA}(E)$ для излучения с длиной волны $800 \cdot 10^{-9}$ м представлена на рис. 2, б. В этих измерениях у нас не было возможности управлять энергией импульсов в широком пучке ($d = 0,025$ м) с помощью дифракционных ослабителей. Энергия лазерных импульсов варьировалась от $(0,5$ до $50) \cdot 10^{-3}$ Дж путем изменения энергии накачки в каскадах усиления. Средняя мощность излучения измерялась с помощью термометрического сенсора 30A-BB-18 «Ophir». Необходимо отметить, что такая схема была работоспособной только в области изменения $E = (1 \div 50) \cdot 10^{-3}$ Дж. При $E > 50 \cdot 10^{-3}$ Дж наблюдалась лазерная абляция на приемной поверхности сенсора. Поэтому измерения в области $E > 50$ мДж нами не проводились.

На рис. 3, а представлены результаты измерений $U_{OA}(E)$ для ФС-излучения с длинами волн 248 и $744 \cdot 10^{-9}$ м. Из-за широкого диапазона изменения энергии E графики приводятся в двойном логарифмическом масштабе. Из рисунка видно, что во всей области изменения энергии импульсов, превышающей 80 дБ, экспериментальные данные аппроксимируются линейными зависимостями с коэффициентом наклона $B = 1$, т.е. амплитуда U_{OA} изменяется прямо пропорционально энергии импульсов E . Пороговая чувствительность ОАП составляет $\sim 10^{-9}$ Дж.

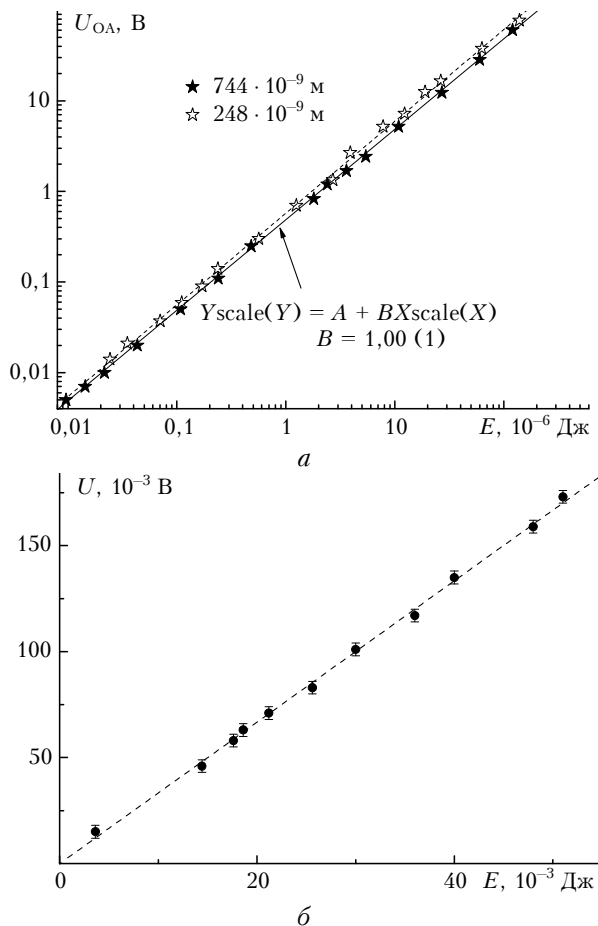


Рис. 3. Амплитуда ОА-сигнала U_{OA} в зависимости от энергии ФС-импульсов Ti:Sapphire-лазера с длинами волн 248 и 744 (а), $800 \cdot 10^{-9}$ м (б)

Зависимость $U_{OA}(E)$ для ФС-излучения с $\lambda = 800 \cdot 10^{-9}$ м показана на рис. 3, б. В отличие от предыдущего случая, здесь в качестве E выступает энергия лазерных импульсов в основном канале распространения. В качестве случайной погрешности измерений ОА-сигнала на рис. 3, б приводится уровень шума ОАП, который равен $\pm 3 \cdot 10^{-3}$ В.

Необходимо отметить, что все полученные зависимости $U_{OA}(E)$ линейны и выходят на нуль. Это значит, что для калибровки ОАП достаточно произвести всего лишь одно измерение энергии лазерных импульсов в основном канале, при котором не происходит разрушение «эталонного» калориметра.

Заключение

В настоящей статье показана эффективность применения ОА-метода для измерения энергии ФС лазерных импульсов. Простой ОАП с поглощающей пластинкой и конденсаторным микрофоном МК 221, помещенными в герметичную ячейку с газом, позволяет уверенно измерять энергию УФ, ИК ФС лазерных импульсов в области изменения $E = (0,01 \div 150) \cdot 10^{-6}$ Дж. Высокая чувствительность ОАП и большая апертура его приемной поверхности обеспечивают надежные измерения энергии тераваттных ФС лазерных импульсов в основном

канале по поглощению излучения, проходящего за поворотное зеркало с коэффициентом отражения, близким к 100%.

Авторы выражают благодарность А.А. Филью за помощь при проведении измерений на стенде ФИАН.

Работа выполнена при поддержке гранта НШ-4714.2014.5 «Лазерное зондирование атмосферы и океана».

1. Желтиков А.М. Сверхкороткие импульсы и методы нелинейной оптики. М.: Наука, 2006. 261 с.
2. Popov A.M., Tikhonova O.V., Volkova E.A. Strong-field atomic stabilization: Numerical simulation and analytical modeling // J. Phys. B. 2003. V. 36, N 10. P. R125–R165
3. Алексимов Д.В., Багаев С.Н., Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Кабанов А.М., Кирпичников А.В., Кистенев Ю.В., Креков Г.М., Крекова М.М., Матвиенко Г.Г., Ошлаков В.К., Панина Е.К., Петров В.В., Пестряков Е.В., Пономарев Ю.Н., Суханов А.Я., Тихомиров Б.А., Трунов В.И., Уогинтас С.Р., Фролов С.А., Худорожков Д.Г. Фемтосекундная атмосферная оптика / Под ред. С.Н. Багаева и Г.Г. Матвиенко. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2010. 240 с.
4. Бабин А.А., Киселев А.М., Сергеев А.М., Стенанов А.Н. Терраваттный фемтосекундный Ti:Sa лазерный комплекс // Квант. электрон. 2001. Т. 31, № 7. С. 623–626.
5. URL: <http://search.newport.com/>
6. Ionin A.A., Kudryashov S.I., Ponomarev Yu.N., Seleznev L.V., Sinitsyn D.V., Tikhomirov B.A., Tikhov A.A., Zvorykin V.D. Absorption and ionization of molecular nitrogen by UV femtosecond laser pulses // Opt. Commun. 2009. V. 282, iss. 1. P. 45–47.
7. URL: <http://www.ophiropt.com/laser-measurement>
8. Казанцев С.Г. Оптико-акустический метод измерения параметров излучения лазерных систем дистанционного зондирования атмосферы // Вопросы электромеханики. 2011. Т. 122, № 3. С. 21–24.
9. Жаров В.П., Летохов В.С. Лазерная оптико-акустическая спектроскопия. М.: Наука, 1984. 320 с.
10. URL: <http://www.tydexoptics.com/ru/>
11. Быков А.Д., Лазарев В.В., Пономарев Ю.Н., Стройнова В.Н., Тихомиров Б.А. Сдвиги линий поглощения H_2O в полосе $\nu_1 + 3\nu_3$, индуцированные давлением благородных газов // Оптика атмосфер. и океана. 1994. Т. 7, № 9. С. 1207–1219.
12. Тихомиров Б.А. Изменение сдвига центра линии поглощения H_2O 694,380 нм в зависимости от давления водорода // Оптика атмосфер. и океана. 2014. Т. 27, № 10. С. 859–861.
13. Козлов В.С., Панченко М.В., Тихомиров А.Б., Тихомиров Б.А. Измерение аэрозольного поглощения излучения с длиной волны 694,300 нм в приземном слое воздуха // Оптика атмосфер. и океана. 2002. Т. 15, № 9. С. 756–761.
14. Tikhomirov A.B., Firsov K.M., Kozlov V.S., Panchenko M.V., Ponomarev Yu.N., Tikhomirov B.A. Investigation of spectral dependence of shortwave radiation absorption by ambient aerosol using time-resolved photoacoustic technique // Opt. Eng. 2005. V. 4, N 7. P. 071203-1–071203-11.
15. Тихомиров А.Б., Пташник И.В., Тихомиров Б.А. Измерения коэффициента континуального поглощения водяного пара в области 14400 см^{-1} ($0,69 \text{ мкм}$) // Оптика и спектроскопия. 2006. Т. 101, № 1. С. 86–96.
16. Макогон М.М., Пономарев Ю.Н., Тихомиров Б.А. Проблема поглощения водяного пара в УФ-области

спектра // Оптика атмосф. и океана. 2012. Т. 25, № 7. С. 584–588.
17. *Куряк А.Н., Макогон М.М., Пономарев Ю.Н., Тихомиров Б.А.* Оптико-акустические измерения погло-

щения УФ (266 нм) лазерных импульсов в смесях водяного пара с азотом // Оптика атмосф. и океана. 2013. Т. 26, № 8. С. 705–708.
18. URL: <http://www.diffraction.ru>

A.N. Iglakova, V.K. Oshlakov, L.V. Seleznev, B.A. Tikhomirov. **Photoacoustic calorimetry of femtosecond laser pulses.**

To measure the energy of femtosecond laser pulses (248, 744, and $800 \cdot 10^{-9}$ m), a photoacoustic receiver with a black body (as an absorbent element) and a condenser microphone (as a converter) placed in the enclosed volume with gas were tested. The device allows measurements of the energy of UV and IR laser pulses over a wide dynamic range (more than 80 dB with MK 221 microphone). The pulse repetition rate is up to 15 Hz, pulse duration, from $20 \cdot 10^{-15}$ to $100 \cdot 10^{-9}$ s, the threshold sensitivity, 10^{-9} J. High sensitivity of the receiver provides reliable measurements of energy of terawatt femtosecond laser pulses in the main absorption channel of radiation passing through the rotating mirror with a reflection coefficient close to 100%.