

06:07

Оптимизация лидара с полупроводниковыми лазерами для зондирования молекулярного иода и водорода в атмосфере

© Р.Н. Веремьев, В.Е. Привалов, В.Г. Шеманин

Балтийский государственный технический университет,
198005 Санкт-Петербург, Россия

(Поступило в Редакцию 17 сентября 1998 г. В окончательной редакции 25 октября 1999 г.)

Решается лидарное уравнение для комбинационно рассеянного назад молекулами J₂ и H₂ излучения полупроводникового лазера. Полученные результаты показывают возможность оптимального выбора длины волны для зондирования исследуемых молекул в атмосфере на расстоянии до 2 km.

В продолжение исследований, начатых нами в [1,2], проведено численное моделирование лидара комбинационного рассеяния (КР) с полупроводниковыми лазерами для дистанционного зондирования молекулярного водорода и иода в атмосфере. Применение полупроводниковых лазеров в спектроскопических экспериментах в [3,4] позволяет сделать предположение о возможности их использования и в лазерных системах дистанционного зондирования. А появление сообщений [5,6] о создании голубого лазерного диода со следующими характеристиками: квазинепрерывная мощность на длине волны 419 nm 135 mW при частоте следования импульсов 20 kHz и импульсная мощность 5 W при длительности импульса 10 ns открывает новые перспективы в этом

направлении. Следовательно, можно получить лазерные импульсы длительностью 100 ns с частотой следования до 200 kHz на длинах волн 419, 678, 780 и 820 nm и с пиковыми мощностями 5 и 10 W. Высокая частота следования импульсов позволит при регистрации лидарного сигнала сократить время накопления импульсов при сохранении дистанции зондирования для эффективной мощности, определяемой в соответствии с [7] как $PN^{1/2}$.

Целью настоящей работы является численное решение лидарного уравнения для рассеянного назад КР молекул J₂, H₂ и его изотопных аналогов. Решение производится для полупроводниковых лазеров с такими параметрами с целью выбора оптимального варианта лидарной системы. Лидарное уравнение для КР (рассеян-

Таблица 1. Значения сечений и длин волн полос КР молекул водорода и его изотопных аналогов и иода, рассчитанные для длин волн полупроводников лазеров

Молекула		H ₂	D ₂	T ₂	HD	HT	DT	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) \cdot 10^{30}, \text{sm}^2/\text{sr}$
ν, sm		4160	2951	2402	3604	3398	2686	
λ, nm		λ_R, nm						
Лазер	419	507.45	478.12	465.89	493.53	488.56	472.14	3.64068215
	678	944.35	847.58	809.9	897.24	880.96	828.96	0.53103125
	780	1154.7	1013.2	959.83	1085	1061.3	986.73	0.30315201
	820	1244.5	1081.8	1021.1	1164	1136.7	1051.6	0.24818952
Эксперимент	337	391.95	374.22	366.68	383.59	380.58	370.54	8.7
Молекула		¹²⁷ J ₂				N ₂		
ν, sm^{-1}		213		$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) \cdot 10^{30}, \text{sm}^2/\text{sr}$		2330		$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) \cdot 10^{30}, \text{sm}^2/\text{sr}$
λ_0, nm		λ_R, nm				λ_R, nm		
Лазер	419	422.77		8.09610017		464.33		1.46464224
	678	687.93		1.18090018		805.2		0.21363326
	780	793.18		0.64714537		953.24		0.1219577
	820	834.58		0.55192054		1013.7		0.09984636
Эксперимент	337					365.72		3.5
	514.4					584.45		0.43
	546	552.42		17 000				
	488	493.13		4.4				

Таблица 2. Значения коэффициента ослабления в атмосфере, относительной спектральной чувствительности ФЭУ и спектральной яркости фонового излучения Солнца, рассчитанные для длин волн полупроводниковых лазеров и длин волн полос КР исследуемых молекул

λ , nm	k_0 , km ⁻¹
419	0.217
678	0.145
780	0.1346
820	0.132

λ_R , nm	k , km ⁻¹	ξ_p , (λ)	S_b , W/m ² · sr · nm
507.5	0.1685	0.89	15.1
944.4	0.1237	0.54	5
1154.7	0.1154	0.71	3.4
1244.5	0.1127	0.79	2.6
478.1	0.18	0.98	13.9
847.6	0.13	0.45	7.1
1013.2	0.1197	0.6	4.9
1081.8	0.1175	0.66	4.2
465.9	0.189	1	13.7
809.9	0.1327	0.42	8.8
959.8	0.1226	0.55	5
1021.1	0.1193	0.61	4.8
493.5	0.17	0.95	14.8
897.2	0.1269	0.5	5.2
1085.0	0.1175	0.66	4.1
1164.0	0.1151	0.72	3.4
488.6	0.1723	0.96	14.4
881.0	0.1279	0.48	8.1
1061.3	0.1182	0.64	4.4
1136.7	0.1159	0.7	3.5
472.1	0.1845	0.99	13.4
829.0	0.1314	0.44	7.3
986.7	0.1202	0.58	5
1051.6	0.1184	0.63	4.6
422.8	0.224	0.82	11.2
687.9	0.1419	0.25	11.7
793.2	0.1338	0.41	9.1
834.6	0.131	0.44	6.9
464.3	0.19	1	13.1
805.2	0.133	0.415	8.8
953.2	0.1231	0.55	5
1013.7	0.1196	0.6	4.8

ного назад) запишем, как и в [8], в виде

$$P(\lambda, R) = P_0(\lambda_0) K_1 \Delta R A_2 T(\lambda_0) T(\lambda) \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) N_a / R^2, \quad (1)$$

где $P(\lambda, R)$ — мощность сигнала КР на фотоприемнике на длине волны λ , приходящая с расстояния R ; $P_0(\lambda_0)$ — мощность лазера и его длина волны; K_1 — постоянная лидара; ΔR — шаг по расстоянию; A_2 — площадь приемного телескопа; $T(\lambda_0)$, $T(\lambda)$ — пропускание атмосферы соответственно на длине волны лазерного излучения и сигнала обратного КР; $(d\sigma/d\Omega)$ — дифференциальное

сечение КР исследуемой молекулы; N_a — концентрация молекул; R — расстояние до точки зондирования.

Длина волн полос КР для исследуемых молекул I₂, H₂, D₂, T₂, HD, HT и DT были рассчитаны по формуле

$$\lambda_{RH} = 1 / \left(\frac{1}{\lambda_0} - \tilde{\nu} \right), \quad (2)$$

где $\tilde{\nu}$ — частота собственных колебаний исследуемых молекул. Эти частоты для I₂, H₂, D₂ взяты из работ [9], а для изотопных аналогов T₂, HD, HT и DT были рассчитаны по правилу сумм квадратов [10] и приведены во второй строке табл. 1. Результаты расчетов длин волн КР также сведены в табл. 1.

Дифференциальное сечение колебательного КР для случая линейной поляризации лазерного излучения и регистрации обеих поляризаций рассеянного назад излучения, следуя [8] и заменяя циклическую частоту ω на длину волны λ , можно определить по формуле

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_j = \frac{16\pi^4 b_j^2 g_j}{\lambda^4 [1 - \exp(-hc/\lambda kT)]} \left\{ \bar{\alpha}_j^2 + \frac{7}{45} \bar{\gamma}_j^2 \right\}, \quad (3)$$

где b_j — амплитуда нулевых колебаний j -й моды; g_j — степень ее вырождения; $3\bar{\alpha}_j$ и $\bar{\gamma}_j$ являются соответственно следом и анизотропией тензора производной поляризуемости молекулы по нормальной координате q_j ; T — колебательная температура молекул; k , h — соответственно постоянные Больцмана и Планка; c — скорость света.

Оставляя только зависимость от λ , формулу (3) можно переписать в виде

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_j \approx A/\lambda^4, \quad (4)$$

где постоянная A определена по известному значению сечения для азотного лазера с $\lambda_0 = 337.1$ nm — $(\frac{d\sigma}{d\Omega})_j = 8.7 \cdot 10^{-30}$ sm²/str [8], приведенному в последней строке табл. 1, и ее значение равно $A = 1.122 \cdot 10^{-19}$ sm² · nm⁴/str (значения сечений КР для выбранных длин волн лазеров приведены в последнем столбце табл. 1).

Остальные параметры задачи в уравнении (1) имеют следующие значения: $\Delta R = 15$ m для времени измерения $t_d = 100$ ns; $A_2 = 0.008$ m²; $K_2 = 0.495$ для длины волны 532 nm в соответствии с [11]; пиковые мощности лазерного импульса $P_0 = 1$ и 10 W; расстояние зондирования $R = 0.1, 0.5, 1.0$ и 2.0 km; концентрация исследуемых молекул 10^{19} и 10^{16} sm⁻³, значения спектральной чувствительности фотокатодов ФЭУ-79 и лавинного фотодиода ЛФД-1А взяты из [12] и их относительные величины сведены в третий столбец табл. 2, пропускание атмосферы рассчитывалось, как и в [8], по значениям коэффициента ослабления k , которые взяты из [13], и для интересующих нас длин волн представлены во втором столбце табл. 2.

Таблица 3. Результаты расчетов мощности обратного КР исследуемых молекул для четырех длин волн полупроводниковых лазеров мощностью 10 W, дистанций зондирования 0.1–2.0 km и концентрацией молекул 10^{19} sm^{-3}

R, km		H ₂	D ₂	T ₂	HD	HT	DT	J ₂	N ₂
	N _a , nm	1E + 19	1E + 19	1E + 19	1E + 19	1E + 19	1E + 19	1E + 19	1E + 19
	P ₀ , W	10	10	10	10	10	10	10	10
0.1	λ ₀ , nm	P(λ, R) pW	P(λ, R) pW	P(λ, R) pW	P(λ, R) pW	P(λ, R) pW	P(λ, R) pW	P(λ, R) pW	P(λ, R) pW
	419	0.1852	0.2037	0.2077	0.1976	0.1997	0.2057	0.3773	0.0835
	678	0.0166	0.0138	0.0129	0.0153	0.0147	0.0135	0.017	0.0051
	780	0.0125	0.0105	0.0097	0.0116	0.0112	0.0102	0.016	0.0039
	820	0.0114	0.0095	0.0088	0.0104	0.0101	0.0091	0.0141	0.0035
0.5	λ ₀ , nm	P(λ, R) fW	P(λ, R) fW	P(λ, R) fW	P(λ, R) fW	P(λ, R) fW	P(λ, R) fW	P(λ, R) fW	P(λ, R) fW
	419	6.3491	6.951	7.061	6.772	6.8354	7.0062	12.652	2.8392
	678	0.5957	0.4948	0.4612	0.5507	0.5284	0.4835	0.6077	0.1833
	780	0.4513	0.3806	0.3484	0.4191	0.4062	0.3678	0.5743	0.1402
	820	0.4122	0.3436	0.3172	0.3752	0.3647	0.3278	0.5059	0.1255
1	λ ₀ , nm	P(λ, R) fW	P(λ, R) fW	P(λ, R) fW	P(λ, R) fW	P(λ, R) fW	P(λ, R) fW	P(λ, R) fW	P(λ, R) fW
	419	1.309	1.4249	1.4409	1.3951	1.4066	1.433	2.5372	0.5791
	678	0.1302	0.1078	0.1004	0.1202	0.1152	0.1053	0.1316	0.0399
	780	0.0996	0.0838	0.0766	0.0924	0.0895	0.0809	0.1255	0.0308
	820	0.0912	0.0758	0.0699	0.0829	0.0805	0.0723	0.1109	0.0277
2	λ ₀ , nm	P(λ, R) fW	P(λ, R) fW	P(λ, R) fW	P(λ, R) fW	P(λ, R) fW	P(λ, R) fW	P(λ, R) fW	P(λ, R) fW
	419	0.2226	0.2395	0.24	0.2369	0.2383	0.2398	0.4081	0.0964
	678	0.0249	0.0205	0.019	0.0229	0.0219	0.02	0.0247	0.0076
	780	0.0194	0.0162	0.0148	0.0179	0.0174	0.0157	0.024	0.0059
	820	0.0178	0.0148	0.0136	0.0162	0.0157	0.0141	0.0213	0.0054

Используя приведенные выше данные, были проведены численные расчеты мощности КР по уравнению (1) для двух значений концентраций исследуемых молекул, выбранных длин волн и пиковых мощностей полупроводниковых лазеров в диапазоне расстояний зондирования от 0.1 до 2.0 km с целью поиска оптимального варианта лидарной системы. Результаты расчетов для всех молекул приведены в табл. 3. В последнем столбце для сравнения приведены результаты расчетов для N₂. Из табл. 3 следует, что увеличение мощности лазерного излучения ведет к пропорциональному увеличению мощности КР, а уменьшение концентрации зондируемых молекул ведет соответственно к пропорциональному уменьшению мощности КР без изменения спектральной зависимости сомножителей, входящих в лидарное уравнение (1). С увеличением расстояния сигнал КР уменьшается на два порядка от 0.1 до 1 km и еще на порядок от 1 до 2 km. Анализ этих результатов показывает, что оптимальным является использование в такой системе голубого лазера с длиной волны 419 nm, который позволяет получить максимальное значение мощности КР для всех молекул в диапазоне расстояний 0.1–2.0 km.

Однако все эти расчеты выполнены для случая отсутствия фоновой засветки или для ночного зондирования. Так как фоновое излучение Солнца оказывает сильное влияние на регистрируемую лидаром мощность КР, были выполнены расчеты фоновой мощности на фотоприемнике P_b(λ, R) и рассмотрено влияние фоновой засветки на потенциальные возможности лидара. Как самые тяжелые для работы лидара были выбраны условия яркого солнечного дня и с использованием данных [14,15] (из-за неопределенности положения оси телескопа относительно направления на Солнце) было построено спектральное распределение фонового излучения S_b(λ), приведенное в последнем столбце табл. 2. Используя эти значения S_b(λ), по уравнению

$$P_m(\lambda, R) = 1.5S_b(\lambda)T(\lambda, R)K_2\xi_p(\lambda)A_2\Omega(R)\Delta\lambda, \quad (7)$$

где Ω(R) — телесный угол поля зрения приемного телескопа, Δλ — спектральная ширина приемного тракта, аналогичного [15], были рассчитаны значения фоновой мощности P_b(λ, R) для нашего случая. Минимально допустимое отношение сигнал/шум принято равным 1.5 [8]. Полученные результаты расчетов представлены в табл. 4.

Таблица 4. Результаты расчетов минимально детектируемой лидаром мощности для длин волн полос КР исследуемых молекул и дистанций зондирования 0.1–2.0 км

Молекула	R, k	0.1	0.5	1.0	2.0
	λ_0 , nm	P_b , fW	P_b , fW	P_b , fW	P_b , fW
H ₂	507.5	41.86338	1565.391	359.7274	75.98623
	944.4	8.448444	321.6235	75.58345	16.69723
	1154.7	7.559807	288.7511	68.14043	15.17844
	1244.5	6.434149	246.0215	58.13539	12.98481
D ₂	478.1	42.38466	1577.61	360.4566	75.26968
	847.6	9.991029	379.3909	88.87871	19.511
	1013.2	9.203097	350.9134	82.63185	18.32747
	1081.8	8.679115	331.2254	78.08162	17.35638
T ₂	465.9	42.58901	1579.519	359.2726	74.35025
	809.9	11.55458	438.2901	102.5383	22.44892
	959.8	8.605843	327.7597	77.06787	17.0439
	1021.1	9.1659	349.551	82.3275	18.26727
HD	493.5	43.79126	1636.498	375.7859	79.25933
	897.2	8.132935	309.2164	72.55153	15.97624
	1085.0	8.472469	323.339	76.22253	16.94313
	1164.0	7.666513	292.8619	69.12089	15.40146
HT	488.6	43.04632	1607.18	368.6294	77.57129
	881.0	12.16065	462.1663	108.384	23.84289
	1061.3	8.816261	336.3652	79.2655	17.60721
	1136.7	7.672162	292.984	69.12204	15.3894
DT	472.1	41.2584	1532.927	349.4603	72.6458
	829.0	10.04278	381.1427	89.22661	19.55997
	986.7	9.077431	346.0526	81.46686	18.06004
	1051.6	9.072804	346.1253	81.55735	18.11268
J ₂	422.8	28.45043	1040.486	232.56	46.47219
	687.9	9.135838	345.2692	80.4053	17.44208
	793.2	11.66271	442.1973	103.3955	22.6117
	834.6	9.492873	360.3302	84.37123	18.50298
N ₂	464.3	40.71973	1509.588	343.1947	70.95199
	805.2	11.41668	433.0074	101.2872	22.16836
	953.2	8.605413	327.6778	77.02935	17.02686
	1013.7	9.015369	343.7691	80.95358	17.95703

Сравнение этих результатов с данными табл. 3 позволяет заключить, что превышения мощности КР над фоновой не получено ни для одной длины волны для всего диапазона расстояний. Поэтому, чтобы зарегистрировать полезную информацию, надо реализовать режим накопления по 200–300 импульсов. Дальнейшее повышение чувствительности лидара может быть достигнуто увеличением диаметра приемного телескопа, но это ведет к резкому увеличению массы и габаритов лидарной системы.

Таким образом, полученные результаты показывают возможность оптимального выбора длины волны лазерного излучения для зондирования исследуемых молекул в атмосфере на заданном расстоянии.

Список литературы

- [1] Привалов В.Е., Шеманин В.Г. // Опт. и спектр. 1997. Т. 82. № 4. С. 700–702.
- [2] Лактюшкин Г.В., Привалов В.Е., Шеманин В.Г. // ЖТФ. 1998. Т. 68. Вып. 1. С. 20–22.
- [3] Schmidtke G., Kohn W., Klocke U., Riedel W.J., Wolf H. // Appl. Opt. 1989. Vol. 28. N 17. P. 3665–3670.
- [4] Кузнецов А.И., Логачев А.П., Степанов Е.В. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1990. Т. 54. № 10. С. 1909–1914.
- [5] Калачева Т.С. // Лазерная техника и оптоэлектроника. 1991. Сер. 11. Вып. 6(1629). 28 с.
- [6] Hardin R.W. // Photonics Spectra. 1998. April. P. 110–114.
- [7] Иванов Е.К., Колбенков В.А., Конопелько Л.А., Ростоскуев В.В. // Измерительная техника. 1986. № 5. С. 56–57.
- [8] Межерис Р. Лазерное дистанционное зондирование. М.: Мир, 1987. 550 с.
- [9] Murphy W.Y., Holzer W., Bernstein H.J. // Appl. Spectr. 1969. Vol. 23. N 3. P. 211–218.
- [10] Волькенштейн М.В., Грибов Л.А., Ельяшевич М.А., Степанов Б.И. Колебания молекул. М.: Наука, 1972. 336 с.
- [11] Antipina T.V. et al. // Proc. Of Intern. Aerosol Symp. Vol. Technologies. Moscow, 1994. P. 123.
- [12] Справочник по лазерам / Под ред. А.М. Прохорова. Т. II. М.: Сов. радио, 1978. С. 134.
- [13] Справочник по лазерам / Под ред. А.М. Прохорова. Т. I. М.: Сов. радио, 1978. С. 382.
- [14] Rosen H., Robish P., Chamberlain O. // Appl. Optics. 1975. Vol. 14. N 8. P. 2703–2706.
- [15] Inaba H., Kobayasi T. // Opto-Electronics. 1972. Vol. 4. N 2. P. 101–123.