

ДИСТАНЦИОННОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ АТМОСФЕРЫ И ПОДСТИЛАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ

УДК 551.521 : 629.78

Д.В. Власов, О.К. Костко, Н.Н. Костко, Г.Ф. Тулинов

ВОЗМОЖНОСТЬ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ЛИДАРОВ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ИСКУССТВЕННЫХ ОБЛАКОВ БАРИЯ И ОКИСИ БАРИЯ В ВЕРХНЕЙ АТМОСФЕРЕ

Вычисляются сечения резонансного рассеяния лазерного излучения на атомах, ионах бария и молекулах окиси бария для трех длин волн 553,7; 455,4 и 535,1 нм. Рассчитываются профили пропускания лазерного излучения атмосферой на указанных длинах волн при зондировании с земной поверхности. Для конкретных параметров приемопередающей аппаратуры лидара определяются времена накопления, необходимые для измерения указанных компонентов на высотах 100–300 км с заданной точностью.

1. Одним из основных методов исследования атмосферы является метод искусственных светящихся облаков (ИСО), который заключается в том, что на заданной высоте (обычно эти высоты 80–300 км) с ракеты выпускается искусственное облако, состоящее, как правило, из паров щелочных металлов. Эксперимент проводится в утренние или вечерние сумерки.

Атомы облака подсвечиваются лучами восходящего или заходящего Солнца, резонансно переизлучают, и все облако светится на фоне сумеречного неба. ИСО фотографируется и фотометрируется наземными оптическими средствами, и по результатам наблюдений определяется температура, коэффициенты турбулентной, молекулярной диффузии, плотность, ветер в атмосфере и относительная концентрация некоторых составляющих на заданных высотах [1].

В последние годы во многих экспериментах используются ИСО из паров бария. В атмосфере образуются окись бария, атомы и ионы бария, светящиеся в видимой области спектра. Наблюдение динамики ионов бария позволяет получить информацию о процессах в ионосфере, в частности измерить величину и направление электрических полей.

Одним из существенных недостатков метода ИСО является то, что эксперимент может проводиться лишь в сумерки, что ограничивает время наблюдения, например, 10–20 мин на средних широтах. Кроме того, для измерения ветра используется метод триангуляции, что требует организации нескольких пунктов наблюдений, удаленных друг от друга на десятки километров. Такие эксперименты невозможны в труднодоступных и вместе с тем геофизически интересных районах, как например, Арктика. К тому же эксперименты на высоких широтах вследствие специфики солнечного освещения можно проводить лишь весной или осенью.

Во многом устранить эти недостатки метода ИСО, а иногда и получить дополнительную информацию можно, используя лидарные измерения. Рассмотрим подробнее возможность таких измерений.

2. Для дальнейших расчетов необходимо знать сечения резонансного рассеяния (РР). Атом бария имеет длину волны резонансного перехода на основной уровень 1S_0 553,7 нм, ион бария на $^2S_{1/2}$ 455,4 нм.

Указанные длины волн соответствуют основным линиям излучения Ва и Ва⁺, т.к. силы осцилляторов для этих переходов максимальны (f равно 1,59 и 0,74 соответственно).

На рассматриваемых высотах атмосферы ($H \geq 150$ км) доплеровская полуширина линии значительно превышает естественную полуширину линии и за счет упругих столкновений. В диапазоне высот 150–300 км ($T \sim 10^3 - 1,4 \cdot 10^3$ К) значения $\Delta\nu_d$ для 553,7 нм и 455,4 нм составляют примерно 10^9 Гц ($\Delta\lambda_d = 1,1 \cdot 10^{-3}$ нм) и $1,3 \cdot 10^9$ Гц ($\Delta\lambda_d = 8,8 \cdot 10^{-4}$ нм для $T = 10^3$ К), где $\Delta\lambda_d$ — доплеровское уширение λ_0 . Излучение лазеров в указанной области спектра с полушириной $\Delta\nu_l \approx 10^9$ Гц не представляет принципиальных трудностей. При $\Delta\nu_l = \Delta\nu_d$ можно считать, что сечение РР определяется известной формулой

$$\sigma_{\text{РР}}^0 = \frac{V\pi e^2}{m_e c} \frac{f_{\lambda_0} \sqrt{M}}{V \sqrt{2RT}} \exp(-\ln 2) = 2,89 \cdot 10^{-14} f_{\lambda_0} \sqrt{\frac{M}{T}}. \quad (1)$$

В (1) $\sigma_{\text{РР}}^0$ имеет размерность см², если λ выражено в см, а $R = 8,31 \cdot 10^7$ эрг/моль · К.

Считая РР изотропным $\left(\sigma_{\pi\text{PP}}^0 = \frac{\sigma_{\text{PP}}^0}{4\pi}\right)$, для максимальной величины сечения обратного РР получим $\sigma_{\pi\text{PP}}^0$ (553,7 нм) = $7,1 \cdot 10^{-13} \text{ см}^2 \cdot \text{ср}^{-1}$; $\sigma_{\pi\text{PP}}^0$ (455,4 нм) = $2,7 \cdot 10^{-13} \text{ см}^2 \cdot \text{ср}^{-1}$ при $T = 10^3 \text{ К}$.

Рассчитаем теперь сечение РР для молекулы ВаО. Для этого рассмотрим спектральный переход на основной уровень $A^1\Sigma \rightarrow X^1\Sigma$. Проекция орбитального момента электронов на ось молекулы Λ для состояния Σ равна 0. Мультиплетность равна 1 и, следовательно, квантовое число $S = 0$ (т.к. $2S + 1 = 1$). В переходе $\Sigma \rightarrow \Sigma$ запрещено $\Delta J = 0$, т.е. отсутствует Q-ветвь, а т.к. переход является синглетным, то он имеет две ветви P_1 и R_1 .

Авторы [2] приводят значения заселенности нижнего уровня для колебательных квантовых чисел $v'' = 0 - 0,978$, $v'' = 1 - 0,021$, $v'' = 2 - 5 \cdot 10^{-3}$ при $T = 220^\circ\text{К}$. С ростом температуры атмосферы по мере увеличения высоты заселенность колебательных уровней с $v'' = 1$; 2 и т.д. возрастает. Тем не менее, как показывают оценки, при $T \approx 10^3\text{К}$ наиболее заселенным продолжает оставаться уровень с $v'' = 0$. Поэтому для всех последующих расчетов будем использовать переходы с нижнего уровня $X^1\Sigma$ ($v'' = 0$).

Наиболее интенсивным является свечение ВаО, обусловленное переходами $v' = 3$, $v'' = 0$ и $v' = 4$, $v'' = 0$ и наблюдаемое при выбросе ВаО на высоте 107 км [2]. Для перехода (4,0) максимальным является значение фактора Франка-Кондона $q_{4,0} = 6,1616$ [3] (соответственно максимальна и связанная с фактором Франка-Кондона сила осциллятора $f_{4,0} = 5,72 \cdot 10^{-3}$ [4]). Рассчитаем для перехода (4,0) частоты линий переходов, соответствующие различным вращательным квантовым числам J .

Основные спектроскопические константы переходов: $\nu_{0,0} = 16722,3 \text{ см}^{-1}$, вращательные постоянные $B_{v'=0} = 0,3119$, $B_{v'=4} = 0,2534$, частоты между уровнями $v' = 0$, $v' = 1$ составляют $496,4 \text{ см}^{-1}$; $v' = 1$, $v' = 2 - 493,1 \text{ см}^{-1}$; $v' = 2$, и $v' = 3 - 489,9 \text{ см}^{-1}$; $v' = 3$, $v' = 4 - 486,6 \text{ см}^{-1}$ [3]. Следовательно, $\nu_{4,0} = 18688,2 \text{ см}^{-1}$ ($\lambda_{4,0} = 535,1 \text{ нм}$). Расчет частот переходов для P_1 - и R_1 -ветвей проводится по формулам

$$\begin{aligned} \nu &= \nu_{4,0} + F'(J-1) - F''(J) \quad - P_1\text{-ветвь}; \\ \nu &= \nu_{4,0} + F'(J+1) - F''(J) \quad - R_1\text{-ветвь}; \end{aligned} \quad (2)$$

$$F'(J) = 0,2534 J(J+1);$$

$$F''(J) = 0,3119 J(J+1),$$

где $F'(J)$, $F''(J)$ – термы верхнего и нижнего состояний соответственно. Результаты проведенных расчетов представлены на рис. 1.

Сечение обратного РР для выбранного перехода молекулы ВаО можно записать в виде

$$\sigma_{\pi\text{PP}}^0 = \frac{1}{4\pi} \frac{\pi e^2}{m_e c} f_{4,0} \sum_{v''} \frac{A_{4,v''}}{A_{4,v''}} \frac{\Theta}{\Delta\nu_{\lambda}}, \quad (3)$$

где $A_{v',v''}$ – коэффициент Эйнштейна для спонтанного излучения, а Θ находим следующим образом [5]:

$$\Theta = \frac{1}{4 \sum_{J''=0}^{\infty} (2J'' + 1) e^{-F''_i(J'') \frac{hc}{kT}}} \left[\sum_{J''=0}^{21} (J'' + 2) e^{-F''_i(J'') \frac{hc}{kT}} + \sum_{J''=0}^{13} (J'' - 1) e^{-F''_i(J'') \frac{hc}{kT}} \right] \quad (4)$$

Суммирование на ветвях P_1 и R_1 ведется в (4) по тем квантовым числам, частоты переходов для которых попадают в спектральную ширину распространяющегося излучения.

Для расчетов была выбрана спектральная ширина излучения лазера на органических соединениях (ЛОС) $\Delta\lambda_{\lambda} = 1 \text{ нм}$. При такой спектральной ширине излучения энергия ЛОС порядка $E_0 = 1 \text{ Дж}$, меньшее значение $\Delta\lambda_{\lambda}$, полученное с использованием нескольких интерферометров Фабри-Перо и т.п., приводит к резкому падению энергии излучения. Как видно из рис. 1, при таком значении $\Delta\lambda_{\lambda}$ необходимо в (4) провести суммирование по ветви R_1 до $J'' = 21$, по ветви P_1 до $J'' = 13$. При $T = 10^3\text{К}$ расчет приводит к значению $\Theta \approx 4 \cdot 10^{-2}$.

Рассмотрим теперь отношение $\frac{A_{4,0}}{\sum_{v''} A_{4,v''}}$. Числитель определяется выражением [4]:

$$A_{4,0} = \frac{64\pi^4}{3h} \lambda_{4,0}^{-3} R_{e,4}^2(\bar{r}) q_{4,0}, \quad (5)$$

где матричный элемент дипольного момента $R_{e,4}^2(r)$ ($v' = 4$) равен $1,98 \cdot 10^{-18} \text{ г}^{1/2} \text{ см}^{5/2} \cdot \text{с}^{-1}$. Время жизни в возбужденном состоянии $\tau_{v'}$ для $v' = 4$ равно $2,75 \cdot 10^{-7} \text{ с}$ [4].

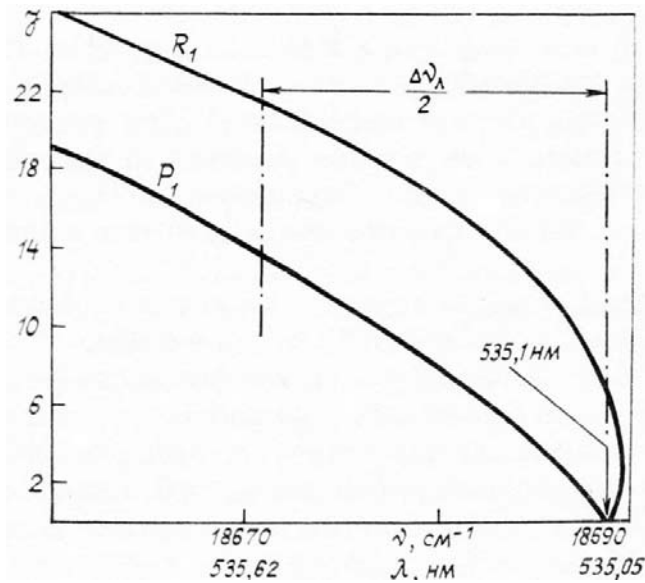


Рис. 1. Рассчитанные частоты переходов для P_1 и R_1 -ветвей молекулы BaO ($A^1\Sigma - X^1\Sigma$, $v' = 4$, $v'' = 0$)

С учетом $\sum_{v''} A_{v'v''} = \frac{1}{\tau_{v'}}$ и формулы (5), получим $A_{v'v''} / \sum_{v''} A_{v'v''} = 0,36$. Окончательно для перехода (4,0) $\sigma_{\pi_{PP}}^0 \approx 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2 \cdot \text{ср}^{-1}$.

Отметим, что в рассматриваемом диапазоне высот гашение излучения столкновениями несущественно, т. к. частота столкновений $\nu_{ст} \ll A_{4,0}$. (На $H = 150 \text{ км}$, $\nu_{ст} \approx 2 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$, $A_{4,0} = 3,6 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$).

3. Дальнейшие расчеты требуют определения пропускания атмосферы на трассе зондирования для выбранных длин волн. В табл. I приведены значения сечений молекулярного рассеяния и поглощения озонем, используемые в расчетах.

Таблица 1

Используемые в расчетах параметры

λ , нм	455,4 (Ba ⁺)	535,1 (BaO)	553,7 (Ba)
σ_M^0 , см ²	$1,14 \cdot 10^{-26}$	$5,72 \cdot 10^{-27}$	$4,98 \cdot 10^{-27}$
$\sigma_{\pi M}^0$, см ² ·ср ⁻¹	$1,37 \cdot 10^{-27}$	$6,87 \cdot 10^{-28}$	$5,99 \cdot 10^{-28}$
$\sigma_{O_3}^0$, см ²	$1,7 \cdot 10^{-22}$	$2,2 \cdot 10^{-21}$	$2,7 \cdot 10^{-21}$

В расчетах величины пропускания

$$q \approx \exp \left\{ -2 \int_0^H [\sigma_A(h) + \sigma_{M\rho}^0(h) + \sigma_{O_3}^0 N_{O_3}(h)] dh \right\} \quad (6)$$

использовались аэрозольные модели работы [6] (σ_A — показатель аэрозольного рассеяния), для числовой плотности атмосферы ρ и концентрации озона N_{O_3} — среднеширотные данные работы [7]. Результаты вычислений величин q показывают, что основное ослабление происходит до высоты атмосферы 30 км. Рассчитанные величины q равны: 455,4 нм — 0,17; 535,1 нм — 0,28; 553,7 нм — 0,3.

4. Для последующих вычислений требуется оценить фоновое излучение для выбранных длин волн. Используя известное выражение

$$\bar{N}_\Phi(\lambda) = B(\lambda) S \Omega \Delta \lambda \quad (7)$$

и данные работы [8] по свечению ночного неба, получим величины \bar{N}_Φ . Как показал расчет, эти вели-

чины изменяются в пределах 30–40 фотоэлектронов в секунду для рассматриваемых длин волн. В формуле (7) $B(\lambda)$ – яркость ночного неба, S – площадь приемной оптической антенны, $\Omega = \pi\gamma^2/4$, где γ – угол поля зрения антенны, $\Delta\lambda$ – спектральная полуширина интерференционного фильтра. В расчетах использовались следующие величины: $S = 7,85 \cdot 10^3 \text{ см}^2$ ($D = 1 \text{ м}$), $\gamma = 0,5 \text{ мр}$, $\Delta\lambda = 0,5 \text{ нм}$, квантовая эффективность ФЭУ – $\eta = 0,1$.

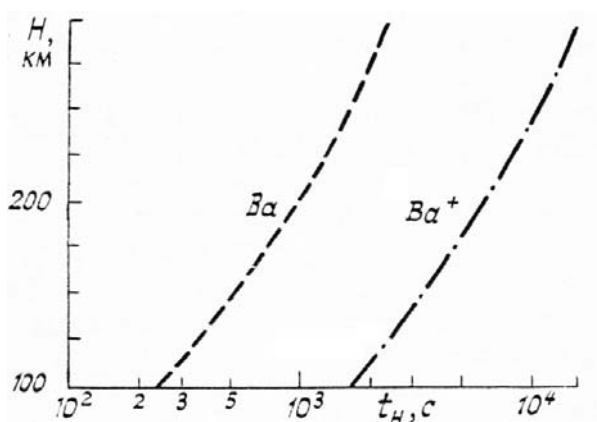


Рис. 2. Времена накопления, необходимые для определения сигналов обратного рассеяния с точностью 1%. Параметры лидара приведены в тексте

5. Обычно, примерно из 10 кг бария, выброшенного из ракеты, образуется около 0,2 кг парообразного бария. По данным наземных измерений к 10-ой секунде после выброса диаметр ИСО составляет около 10 км, к 200-ой секунде увеличивается до 30 км. Предполагая, что разлет парообразного вещества происходит во все стороны равномерно, возможно рассчитать концентрацию составляющих после выброса из ракеты. Данные проведенных вычислений приведены в табл. 2.

Таблица 2

Концентрации газовых компонентов (в см^{-3}) и сигналы обратного рассеяния (в числах фотоэлектронов за с)

		Ba	Ba ⁺	BaO
$t, \text{ с}$	10	$1,7 \cdot 10^6$	$1,7 \cdot 10^6$	$1,6 \cdot 10^6$
	100	$2,2 \cdot 10^5$	$2,2 \cdot 10^5$	$2,0 \cdot 10^5$
	200	$6,2 \cdot 10^4$	$6,2 \cdot 10^4$	$5,6 \cdot 10^4$
$\bar{N}_c, \text{ км}$	100	$1,7 \cdot 10^7$	$2,9 \cdot 10^6$	1,2
	200	$4,1 \cdot 10^6$	$7,0 \cdot 10^5$	$3,8 \cdot 10^{-1}$
	300	$1,9 \cdot 10^6$	$3,2 \cdot 10^5$	$1,6 \cdot 10^{-1}$

В расчете использовались следующие величины: концентрация компонентов – 10^3 см^{-3} , $\Delta H = 1 \text{ км}$, энергия излучения ЛОС в импульсе – 500 мДж, суммарный коэффициент пропускания оптических систем – 0,2, частота повторения импульсов ЛОС $f_{\text{л}} = 0,1 \text{ Гц}$, $S = 7,85 \cdot 10^3 \text{ см}^2$, $\eta = 0,1$. Малые величины сигналов обратного рассеяния (вторая часть табл. 2) для окиси бария объясняются незначительной величиной сечения РР для этой молекулы по сравнению с Ba и Ba⁺.

Для приведенных выше параметров были также рассчитаны времена накопления – t_n , необходимые для регистрации сигнала с заданной точностью δ (в%)

$$t_{\text{н}} = \left(\frac{100}{\delta} \right)^2 \frac{\bar{N}_c + 2\bar{N}_{\text{ш}}}{\bar{N}_c^2} \frac{2}{t(\Delta H)f_{\text{л}}} \quad (8)$$

где $\bar{N}_{\text{ш}}$ – сигнал шума (фоновое излучение, темновой ток), $t(\Delta H)$ – время стробирования, принятое в расчетах равным 6,67 мкс ($\Delta H = 1 \text{ км}$). Рассчитанные величины t_n при $\delta = 1 \%$ приведены на рис. 2. Вычисления показывают также невозможность измерения BaO наземным лидаром. Даже при концентрации BaO 10^6 см^{-3} , энергии излучения ЛОС – 1 Дж и $\delta = 10\%$ время накопления сигнала с высоты 100 км при $\Delta H = 5 \text{ км}$ составляют около 3 часов.

Облако паров бария разлетается и необходимо рассмотреть динамическую картину изменения

сигнала обратного рассеяния. При зондировании разлетающегося облака сигнал обратного рассеяния начинает искажаться пуассоновской статистикой фотоотсчетов. Для анализа реальной ситуации расширения бариевого облака была создана численная модель, включающая высотные профили молекулярного и аэрозольного рассеяния и поглощения озоном. Расчеты были проведены на персональном компьютере IBM PC-AT для приведенных выше параметров лидара. Рис. 3. иллюстрирует выборочные данные расчетов для трех значений времени после выброса на высоте 150 км бария, 0,2 кг которого переходят в парообразное состояние. Сигнал обратного рассеяния настолько велик, что только с 60-й с после выброса бария пуассоновская статистика вносит искажения в сигнал рассеяния и определяемый профиль концентрации бария.

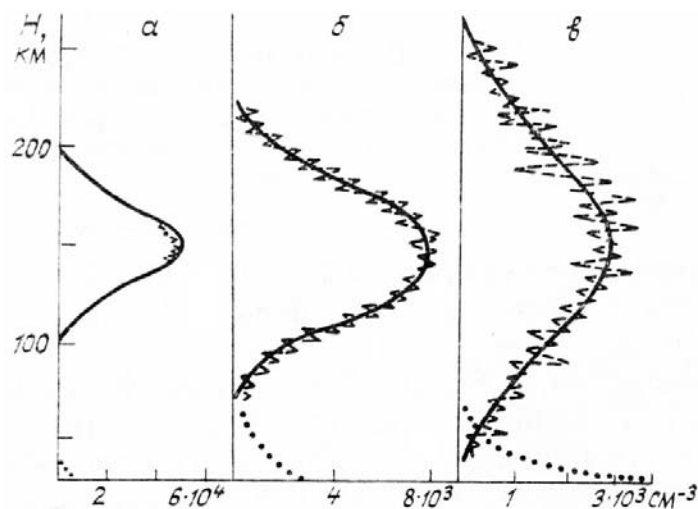


Рис. 3. Искажение профиля концентрации бария из-за пуассоновской статистики фотоотсчетов. а—60 с, б—110 с, в—150 с после выброса. Сплошная кривая — распределение бария, штриховая — измерения, искаженные пуассоновской статистикой фотоотсчетов, точки — молекулярное рассеяние

Наконец, сделаем замечания о точности определения концентрации атомов и ионов бария. Для определения произведения аппаратного коэффициента лидара на пропускание излучения атмосферой — K^*q необходимо использовать метод калибровки по слою атмосферы, где рассеяние считается молекулярным ($H > 30$ км). В этом случае, используя, например, данные атмосферы, можно определить величину K^*q с погрешностью в несколько процентов. Тогда основная погрешность определения концентрации будет определяться точностью измерения сигнала.

Таким образом, проведенные расчеты свидетельствуют о крайне высокой эффективности наземных ночных лидарных измерений облаков бария и ионов бария в верхней атмосфере. Уже сейчас имеющиеся ЛОС позволяют создать лидары для наблюдений этих компонентов.

1. Мак-Ивен М., Филлипс Л. Химия атмосферы. М.: Мир, 1978. 376 с.
2. Best G.T., Hoffman H.S. //J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 1973. V. 13. P. 69–78.
3. Wentink T., Spindler R. //J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 1972. V. 12. P. 129–148.
4. Johnson S.E. //J. Chemical Phys. 1972. V. 56. № 1. P. 149–154.
5. Костко О.К., Чайнова Э.А. //Труды ЦАО. 1971. Вып. 99. С. 81–89.
6. Зуев В.Е., Креков Г.М. Оптические модели атмосферы. Л.: Гидрометеоздат, 1986. 256 с.
7. Ипполитов И.И., Комаров В.С., Мицель А.А. //Спектроскопические методы зондирования атмосферы. Новосибирск: Наука, 1985. С. 4–44.
8. Broadfoot A.L., Kendall K.R. //J. Geoph. Res. 1968. V. 73. № 1. P. 426–428.

Институт «Союзгипроводхоз»,
Москва

Поступила в редакцию
26 июля 1989 г.

D.V. Vlasov, O.K. Kostko, N.N. Kostko, G.F. Tulinov. **On the Possibility of Using the Laser Light Resonance Scattering in Measurements of Ba, Ba⁺ and BaO in the Upper Atmosphere.**

Cross-sections of the resonance scattering of the laser radiation at the wavelengths 553.7 μm , 455.4 μm and 535.1 μm by Ba, Ba⁺ and BaO are calculated. The atmospheric transmission profiles at these wavelengths have been also calculated for the case of the ground based sensing of the upper atmosphere. Provided given parameters of the lidar system the measurement times are determined which would allow one to measure the contents of these components at altitudes from 100 to 300 km within preset accuracy limits.