[5] Г. Е. Ноткин, С. Г. Раутиан, А. А. Феоктистов. ЖЭТФ, *52*, 1673, 1967.
[6] С. Г. Раутиан, А. А. Феоктистов. ЖЭТФ, *56*, 227, 1969.
[7] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Квантовая механика, § 40. Физматгиз, М., 1963.
[8] С. Г. Раутиан. Тр. ФИАН, *43*, 3, 1968.
[9] А. М. Бонч-Бруевич, В. А. Ходовой. УФН, *93*, 71, 1967.
[10] П. Л. Рубин, Р. И. Соколовский. ЖЭТФ, *56*, 362, 1969.
[11] V. Weisskopf. Ann. d. Phys., *9*, 23, 1931.
[12] Р. Фейнман. Квантовая электродинамика. Изд. «Мир», М., 1964.
[13] А. И. Ахиезер, В. Б. Берестецкий. Квантовая электродинамика, Физматгиз, М., 1959.

Поступило в Редакцию 18 июня 1969 г.

УДК 535.36(206.2).01

КОРРЕЛЯЦИОННАЯ ТЕОРИЯ РАССЕЯНИЯ СВЕТА В РАСТВОРАХ

В. П. Романов, В. А. Соловьев и *Л. С. Филатова*

В последнее время в связи с использованием монохроматических лазерных источников появляется большое число экспериментальных работ, посвященных исследованию спектрального состава рассеянного света. Корреляционная теория этого явления для однородной изотропной среды была развита Рытовым [1]. С ее помощью можно получить довольно много информации о структуре вещества и его кинетических свойствах. Представляет интерес провести аналогичные расчеты для смесей, где необходимо учитывать флуктуации еще одного параметра — концентрации. В настоящей работе мы рассматриваем бинарные смеси без учета внутренних релаксационных процессов.

Как известно [1], спектральная интенсивность рассеянного света

$$I_{\Omega+\omega}(\mathbf{k}) \sim \langle \varepsilon^2(\omega\mathbf{k})\rangle, \tag{1}$$

где $\varepsilon(\omega\mathbf{k})$ — Фурье-компонента флуктуаций диэлектрической проницаемости $\delta\varepsilon(\mathbf{r}, t)$, $\mathbf{k}$ — волновой вектор рассеивающей флуктуационной волны, Ω — частота падающего света. В смесях $\delta\varepsilon$ можно рассматривать как функцию плотности, температуры и концентрации, поэтому в линейном приближении

$$\begin{gathered}\langle \varepsilon^2(\omega\mathbf{k})\rangle = \left(\frac{\partial\varepsilon}{\partial\rho}\right)^2_{Tc} \langle \rho^2(\omega\mathbf{k})\rangle + \left(\frac{\partial\varepsilon}{\partial T}\right)^2_{\rho c} \langle T^2(\omega\mathbf{k})\rangle + \left(\frac{\partial\varepsilon}{\partial c}\right)^2_{\rho T} \langle c^2(\omega\mathbf{k})\rangle + \\ + 2\left(\frac{\partial\varepsilon}{\partial\rho}\right)_{Tc}\left(\frac{\partial\varepsilon}{\partial T}\right)_{\rho c} \langle \rho(\omega\mathbf{k})\, T^*(\omega\mathbf{k})\rangle + 2\left(\frac{\partial\varepsilon}{\partial\rho}\right)_{Tc}\left(\frac{\partial\varepsilon}{\partial c}\right)_{\rho T} \langle \rho(\omega\mathbf{k})\, c^*(\omega\mathbf{k})\rangle + \\ + 2\left(\frac{\partial\varepsilon}{\partial T}\right)_{\rho c}\left(\frac{\partial\varepsilon}{\partial c}\right)_{\rho T} \langle T(\omega\mathbf{k})\, c^*(\omega\mathbf{k})\rangle.\end{gathered} \tag{2}$$

Таким образом, задача о рассеянии света в растворах сводится к отысканию $\omega\mathbf{k}$-интенсивностей флуктуаций соответствующих термодинамических величин. Это можно сделать, воспользовавшись флуктуационно-диссипационной теоремой (ФДТ) [2], согласно которой спектральные интенсивности флуктуаций находятся из решения задачи о реакции системы на воздействие внешних сил.

Координаты x_i и соответствующие им силы f_i связаны условием диссипативности, которое в случае раствора имеет вид [3]

$$\frac{\partial U}{\partial t} = \int\limits_V \frac{\sigma'_{ik}}{2}\left(\frac{\partial v_k}{\partial x_i} + \frac{\partial v_i}{\partial x_k}\right) dV - \int\limits_V (\mathbf{j}\nabla\mu)\, dV - \int\limits_V (\mathbf{q} - \mu\mathbf{j})\frac{\nabla T}{T_0}\, dV \equiv -\sum_i \int\limits_V \frac{\partial f_i}{\partial t}\, x_i\, dV, \tag{3}$$

где σ'_{ik} — тензор вязких напряжений, v_i — компонента скорости, $\mathbf{j}$ и $\mathbf{q}$ — соответственно плотности диффузионного и теплового потоков, μ — химический потенциал смеси. Исходя из (3), за координаты и соответствующие им сторонние силы можно выбрать

$$\left.\begin{aligned} &f_{ik} = -\sigma'^{\text{ст.}}_{ik}, & &x_{ik} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial v_i}{\partial x_k} + \frac{\partial v_k}{\partial x_i}\right); \\ &f_i = j_i^{\text{ст.}}, & &x_i = \nabla_i\mu; \\ &f_i = (\mathbf{q} - \mu\mathbf{j})_i^{\text{ст.}} \equiv Q_i^{\text{ст.}}, & &x_i = \frac{\nabla_i T}{T_0}. \end{aligned}\right\} \tag{4}$$

Если связь между спектральными составляющими координат и сил записать в виде

$$x_i(\omega\mathbf{k}) = \alpha_{il} f_l(\omega\mathbf{k}), \tag{5}$$

где α_{il} — комплексные коэффициенты восприимчивости, то спектральные интенсивности флуктуаций вычисляются следующим образом [1]:

$$\langle x_i(\omega\mathbf{k})\, x_l^*(\omega\mathbf{k})\rangle = \frac{k_{\text{Б}} T_0}{(2\pi)^4\, i\omega}\left(\alpha_{il} - \alpha_{li}^*\right). \tag{6}$$

Соотношения типа (5) можно получить из системы линеаризованных гидродинамических уравнений с включенными в них сторонними силами и уравнений состояния [3]

$$\left.\begin{aligned}
&\frac{\partial\rho}{\partial t} + \rho_0 \operatorname{div}\mathbf{v} = 0,\\
&\rho_0\frac{\partial c}{\partial t} + \operatorname{div}\mathbf{j} = \operatorname{div}\mathbf{j}^{\text{ст.}},\\
&\rho_0 T_0\frac{\partial S}{\partial t} + \operatorname{div}\mathbf{Q} = \operatorname{div}\mathbf{Q}^{\text{ст.}},\\
&\mathbf{j} = -\alpha\nabla\mu - \beta\nabla T,\\
&\mathbf{Q} = -\beta T_0\nabla\mu - \gamma\nabla T,\\
&\rho_0\frac{\partial\mathbf{v}}{\partial t} = -\nabla p + \eta\Delta\mathbf{v} + \left(\frac{\eta}{3} + \zeta\right)\operatorname{grad}\operatorname{div}\mathbf{v} + \nabla\sigma^{\text{ст.}},\\
&\delta c = \left(\frac{\partial c}{\partial\mu}\right)_{T\rho}\delta\mu + \left(\frac{\partial c}{\partial T}\right)_{\mu\rho}\delta T + \left(\frac{\partial c}{\partial\rho}\right)_{\mu T}\delta\rho,\\
&\delta p = \left(\frac{\partial p}{\partial\mu}\right)_{T\rho}\delta\mu + \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_{\mu\rho}\delta T + \left(\frac{\partial p}{\partial\rho}\right)_{\mu T}\delta\rho,\\
&\delta S = \left(\frac{\partial S}{\partial\mu}\right)_{T\rho}\delta\mu + \left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_{\mu\rho}\delta T + \left(\frac{\partial S}{\partial\rho}\right)_{\mu T}\delta\rho.
\end{aligned}\right\} \tag{7}$$

Если перейти к пространственно-временному спектру Фурье, то после несложных преобразований систему (7) можно записать в виде

$$\left.\begin{aligned}
&\mu\left[i\omega\rho_0\left(\frac{\partial c}{\partial\mu}\right)_{T\rho} + k^2\alpha\right] + T\left[i\omega\rho_0\left(\frac{\partial c}{\partial T}\right)_{\mu\rho} + k^2\beta\right] + \rho i\omega\rho_0\left(\frac{\partial c}{\partial\rho}\right)_{\mu T} = i\,(\mathbf{k}\mathbf{j}^{\text{ст.}}),\\
&\mu\left[i\omega\rho_0 T_0\left(\frac{\partial S}{\partial\mu}\right)_{T\rho} + k^2\beta T_0\right] + T\left[i\omega\rho_0\left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_{\mu\rho} T_0 + k^2\gamma\right] +\\
&\qquad + \rho i\omega\rho_0 T_0\left(\frac{\partial S}{\partial\rho}\right)_{\mu T} = i\,(\mathbf{k}\mathbf{Q}^{\text{ст.}}),\\
&\mu k^2\left(\frac{\partial p}{\partial\mu}\right)_{T\rho} + Tk^2\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_{\mu\rho} + \rho\left[-\omega^2 + \frac{i\omega k^2}{\rho_0}\left(\frac{4}{3}\eta + \zeta\right) +\right.\\
&\qquad \left. + k^2\left(\frac{\partial p}{\partial\rho}\right)_{\mu T}\right] = k_i k_l \sigma_{il}^{\text{ст.}}.
\end{aligned}\right\} \tag{8}$$

Решая эту систему относительно μ, T и ρ, получаем

$$\left.\begin{aligned}
\mu &= \frac{1}{i\omega\Delta}\left\{A_{11} i\,(\mathbf{k}\mathbf{j}^{\text{ст.}}) + A_{12} i\,(\mathbf{k}\mathbf{Q}^{\text{ст.}}) + A_{13}\,(k_i k_l \sigma_{il}^{\text{ст.}})\right\},\\
T &= \frac{1}{i\omega\Delta}\left\{A_{21} i\,(\mathbf{k}\mathbf{j}^{\text{ст.}}) + A_{22} i\,(\mathbf{k}\mathbf{Q}^{\text{ст.}}) + A_{23}\,(k_i k_l \sigma_{il}^{\text{ст.}})\right\},\\
\rho &= \frac{1}{i\omega\Delta}\left\{A_{31} i\,(\mathbf{k}\mathbf{j}^{\text{ст.}}) + A_{32} i\,(\mathbf{k}\mathbf{Q}^{\text{ст.}}) + i\omega A_{33}\,(k_i k_l \sigma_{il}^{\text{ст.}})\right\},
\end{aligned}\right\} \tag{9}$$

где

$$\begin{aligned}
\Delta = &\left[i\omega\rho_0\left(\frac{\partial c}{\partial\mu}\right)_{T\rho} + k^2\alpha\right]\left[i\omega\rho_0 T_0\left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_{\mu\rho} + k^2\gamma\right]\left[-\omega^2 + \frac{i\omega k^2}{\rho_0}\left(\frac{4}{3}\eta + \zeta\right) + k^2\left(\frac{\partial p}{\partial\rho}\right)_{\mu T}\right] +\\
&+ i\omega\rho_0 k^2 T_0\left(\frac{\partial c}{\partial\rho}\right)_{\mu T}\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_{\mu\rho}\left[i\omega\rho_0\left(\frac{\partial S}{\partial\mu}\right)_{T\rho} + k^2\beta\right] + i\omega\rho_0 T_0 k^2\left(\frac{\partial p}{\partial\mu}\right)_{T\rho}\left(\frac{\partial S}{\partial\rho}\right)_{\mu T}\times\\
&\times\left[i\omega\rho_0\left(\frac{\partial c}{\partial T}\right)_{\mu\rho} + k^2\beta\right] - i\omega\rho_0 k^2\left(\frac{\partial c}{\partial\rho}\right)_{\mu T}\left(\frac{\partial p}{\partial\mu}\right)_{T\rho}\left[i\omega\rho_0 T_0\left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_{\mu\rho} + k^2\gamma\right] -\\
&- i\omega\rho_0 T_0 k^2\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_{\mu\rho}\left(\frac{\partial S}{\partial\rho}\right)_{\mu T}\left[i\omega\rho_0\left(\frac{\partial c}{\partial\mu}\right)_{T\rho} + k^2\alpha\right] - T_0\left[i\omega\rho_0\left(\frac{\partial S}{\partial\mu}\right)_{T\rho} + k^2\beta\right]\times\\
&\times\left[i\omega\rho_0\left(\frac{\partial c}{\partial T}\right)_{\mu\rho} + k^2\beta\right]\left[-\omega^2 + \frac{i\omega k^2}{\rho_0}\left(\frac{4}{3}\eta + \zeta\right) + k^2\left(\frac{\partial p}{\partial\rho}\right)_{\mu T}\right],
\end{aligned}$$

$$A_{11}=i\omega\left\{\left[i\omega\rho_0T_0\left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_{\mu\rho}+k^2\gamma\right]\left[-\omega^2+\frac{i\omega k^2}{\rho_0}\left(\frac{4}{3}\eta+\zeta\right)+k^2\left(\frac{\partial p}{\partial\rho}\right)_{\mu T}\right]-\right.$$
$$\left.-\,i\omega\rho_0T_0k^2\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_{\mu\rho}\left(\frac{\partial S}{\partial\rho}\right)_{\mu T}\right\},$$

$$A_{12}=i\omega\left\{i\omega\rho_0k^2\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_{\mu\rho}\left(\frac{\partial c}{\partial\rho}\right)_{\mu T}-\left[i\omega\rho_0\left(\frac{\partial c}{\partial T}\right)_{\mu\rho}+k^2\beta\right]\times\right.$$
$$\left.\times\left[-\omega^2+\frac{i\omega k^2}{\rho_0}\left(\frac{4}{3}\eta+\zeta\right)+k^2\left(\frac{\partial p}{\partial\rho}\right)_{\mu T}\right]\right\},$$

$$A_{13}=\omega^2\rho_0\left\{\left(\frac{\partial c}{\partial\rho}\right)_{\mu T}\left[i\omega\rho_0T_0\left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_{\mu\rho}+k^2\gamma\right]-T_0\left(\frac{\partial S}{\partial\rho}\right)_{\mu T}\left[i\omega\rho_0\left(\frac{\partial c}{\partial T}\right)_{\mu\rho}+k^2\beta\right]\right\},$$

$$A_{22}=i\omega\left\{\left[i\omega\rho_0\left(\frac{\partial c}{\partial\mu}\right)_{T\rho}+k^2\alpha\right]\left[-\omega^2+\frac{i\omega k^2}{\rho_0}\left(\frac{4}{3}\eta+\zeta\right)+\right.\right.$$
$$\left.\left.+\,k^2\left(\frac{\partial p}{\partial\rho}\right)_{\mu T}\right]-i\omega\rho_0k^2\left(\frac{\partial p}{\partial\mu}\right)_{T\rho}\left(\frac{\partial c}{\partial\rho}\right)_{\mu T}\right\},$$

$$A_{23}=\omega^2\rho_0T_0\left\{\left(\frac{\partial S}{\partial\rho}\right)_{\mu T}\left[i\omega\rho_0\left(\frac{\partial c}{\partial\mu}\right)_{T\rho}+k^2\alpha\right]-\left(\frac{\partial c}{\partial\rho}\right)_{\mu T}\left[i\omega\rho_0\left(\frac{\partial S}{\partial\mu}\right)_{T\rho}+k^2\beta\right]\right\},$$

$$A_{33}=\left[i\omega\rho_0\left(\frac{\partial c}{\partial\mu}\right)_{T\rho}+k^2\alpha\right]\left[i\omega\rho_0T_0\left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_{\mu\rho}+k^2\gamma\right]-$$
$$-\,T_0\left[i\omega\rho_0\left(\frac{\partial S}{\partial\mu}\right)_{T\rho}+k^2\beta\right]\left[i\omega\rho_0\left(\frac{\partial c}{\partial T}\right)_{\mu\rho}+k^2\beta\right].$$

Легко видеть, что

$$A_{21}=T_0A_{12},\quad A_{31}=-\frac{\rho_0k^2}{i\omega}A_{13},\quad A_{32}=-\frac{\rho_0k^2}{i\omega T_0}A_{23}.$$

Из (9) с помощью ФДТ находим

$$\left.\begin{aligned}
\langle\mu^2(\omega\mathbf{k})\rangle&=\frac{k_БT_0}{(2\pi)^4\,i\omega}\left\{\frac{A_{11}}{\Delta}-\frac{A_{11}^*}{\Delta^*}\right\},\\
\langle T^2(\omega\mathbf{k})\rangle&=\frac{k_БT_0^2}{(2\pi)^4\,i\omega}\left\{\frac{A_{22}}{\Delta}-\frac{A_{22}^*}{\Delta^*}\right\},\\
\langle\rho^2(\omega\mathbf{k})\rangle&=\frac{k_БT_0k^2\rho_0}{(2\pi)^4\,i\omega}\left\{\frac{A_{33}}{\Delta}-\frac{A_{33}^*}{\Delta^*}\right\},\\
\langle\mu(\omega\mathbf{k})\,T^*(\omega\mathbf{k})\rangle&=\frac{k_БT_0^2}{(2\pi)^4\,i\omega}\left\{\frac{A_{12}}{\Delta}-\frac{A_{12}^*}{\Delta^*}\right\},\\
\langle T(\omega\mathbf{k})\,\rho^*(\omega\mathbf{k})\rangle&=\frac{k_БT_0^2}{(2\pi)^4\,i\omega}\left\{\frac{A_{32}}{\Delta}-\frac{A_{32}^*}{\Delta^*}\right\},\\
\langle\mu(\omega\mathbf{k})\,\rho^*(\omega\mathbf{k})\rangle&=\frac{k_БT_0^2}{(2\pi)^4\,i\omega}\left\{\frac{A_{31}}{\Delta}-\frac{A_{31}^*}{\Delta^*}\right\}.
\end{aligned}\right\}\qquad(10)$$

Учитывая, что $\delta c=\left(\frac{\partial c}{\partial\mu}\right)_{T\rho}\delta\mu+\left(\frac{\partial c}{\partial T}\right)_{\mu\rho}\delta T+\left(\frac{\partial c}{\partial\rho}\right)_{\mu T}\delta\rho$, получаем

$$\left.\begin{aligned}
\langle c^2(\omega\mathbf{k})\rangle&=\frac{k_БT_0}{(2\pi)^4\,i\omega}\left\{\frac{1}{\Delta}\left[\left(\frac{\partial c}{\partial\mu}\right)_{T\rho}^2A_{11}+\left(\frac{\partial c}{\partial T}\right)_{\mu\rho}^2T_0A_{22}+\left(\frac{\partial c}{\partial\rho}\right)_{\mu T}^2k^2\rho_0A_{33}+\right.\right.\\
&\quad+2\left(\frac{\partial c}{\partial\mu}\right)_{T\rho}\left(\frac{\partial c}{\partial T}\right)_{\mu\rho}T_0A_{12}+2\left(\frac{\partial c}{\partial\mu}\right)_{T\rho}\left(\frac{\partial c}{\partial\rho}\right)_{\mu T}A_{31}+\\
&\quad\left.\left.+2\left(\frac{\partial c}{\partial T}\right)_{\mu\rho}\left(\frac{\partial c}{\partial\rho}\right)_{\mu T}T_0A_{32}\right]-\text{к. с.}\right\},\\
\langle c(\omega\mathbf{k})\,T^*(\omega\mathbf{k})\rangle&=\frac{k_БT_0^2}{(2\pi)^4\,i\omega}\left\{\frac{1}{\Delta}\left[\left(\frac{\partial c}{\partial\mu}\right)_{T\rho}A_{12}+\left(\frac{\partial c}{\partial T}\right)_{\mu\rho}A_{22}+\right.\right.\\
&\quad\left.\left.+\left(\frac{\partial c}{\partial\rho}\right)_{\mu T}A_{32}\right]-\text{к. с.}\right\},\\
\langle c(\omega\mathbf{k})\,\rho^*(\omega\mathbf{k})\rangle&=\frac{k_БT_0}{(2\pi)^4\,i\omega}\left\{\frac{1}{\Delta}\left[\left(\frac{\partial c}{\partial\mu}\right)_{T\rho}A_{31}+\left(\frac{\partial c}{\partial T}\right)_{\mu\rho}A_{32}+\right.\right.\\
&\quad\left.\left.+\left(\frac{\partial c}{\partial\rho}\right)_{\mu T}k^2\rho_0A_{33}\right]-\text{к. с.}\right\}.
\end{aligned}\right\}\qquad(11)$$

Полученные соотношения целиком описывают форму контура рассеянного света.

В случае жидкости характерные времена диффузии, теплопроводности и затухания звука для расстояний, сравнимых с длиной волны видимого света, различаются между собой больше, чем на порядок; при этом, если пренебречь процессами термо- и бародиффузии, формулы (10), (11) можно существенно упростить.

В окрестности критической точки расслаивания необходимо дополнительно учесть также нелокальную связь между c и μ в уравнении состояния [4].

В смесях газов все характерные времена одного порядка и контур рассеяния можно получить только из расчета по общим формулам.

Литература

[1] С. М. Рытов. ЖЭТФ, *33*, 166, 514, 669, 1957.
[2] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Статистическая физика, М., 1964.
[3] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Механика сплошных сред, М., 1953.
[4] М. Ш. Гитерман, В. М. Канторович. ЖЭТФ, *47*, 2134, 1964.

Поступило в Редакцию 4 июля 1969 г.

УДК 539.184.27

ШТАРКОВСКОЕ СМЕЩЕНИЕ ДЛИН ВОЛН СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ SiI, GeI, SnI И PbI В ИСКРОВОМ РАЗРЯДЕ

Е. В. Кондратьева

В искровом разряде центры тяжести ряда линий SiI, GeI, SnI, PbI смещены. Спектральные линии, для которых наблюдалось смещение, в условиях опыта были самообращены, но минимум интенсивности находился не в середине линий, а был сдвинут в сторону больших или меньших длин волн на 0.1—0.2 Å.[1] Спектры фотографировались при помощи спектрографа ДФС-8 с дифракционной решеткой, имеющей 600 штр./мм. Смещение центров тяжести спектральных линий наблюдалось в спектрах второго порядка решетки. Напряжение на электроды подавалось от искрового генератора ИГ-3. Условия разряда: емкость разрядного контура 0.02 мкф, дополнительный разрядный промежуток 3—4 мм, дополнительная индуктивность разрядного контура варьировалась в пределах от нуля до 0.55 мгн. Электроды располагались горизонтально в одной плоскости. Изображение искры проектировалось на плоскость щели спектрографа при помощи одной линзы.

Длины волн и классификация [1] линий, для которых наблюдалось смещение $\Delta\lambda$, приведены в таблице. Оценивался лишь порядок величины смещения, так как $\Delta\lambda$ зависит от условий разряда и расстояния между электродами. Смещение 0.1—0.2 Å наблюдалось при расстоянии между электродами $d \leqslant 1$ мм. При увеличении межэлектродного промежутка $\Delta\lambda$ уменьшается. По-видимому, это вызвано уменьшением напряженности электрического поля между электродами.

Самообращение спектральных линий легче наблюдать при введении в разрядный контур дополнительной индуктивности. Например, для линий PbI 3573 и 3740 Å минимум, возникающий при самообращении, удалось обнаружить только при $L \geqslant 0.05$ мгн. Но смещение центра тяжести линии заметно лишь в том случае, если полуширина минимума по крайней мере в два-три раза меньше полуширины самой линии. При $L \geqslant 0.05$ мгн некоторые линии самообращены настолько сильно, что установить, в какую сторону у них смещен центр тяжести, не удается. Для линии GeI 2417 Å ($4p^2\,{}^3P-5d^3D^0$) и линии SnI 2594 Å ($5p^2\,{}^1D-5d^1D^0$) минимумы, возникающие при самообращении, достаточно узки, но в условиях опыта они кажутся не смещенными.

Из результатов, приведенных в таблице, следует, что центры тяжести линий, принадлежащих одному мультиплету, смещены в одну и ту же сторону. В то же время центры тяжести линий, возникающих при переходах с уровней $4s^3P^0$, $4s^2P^0$, $5s^3P^0$, $5s^1P^0$, $6s^3P^0$, $6s^1P^0$, $7s^3P^0$, $7s^1P^0$, сдвинуты к большим длинам волн, а с уровней $3d^1D^0$, $5d^3D^0$ (для Sn), $6d^3D^0$ сдвинуты к меньшим длинам волн.

---

[1] При изучении сдвига в спектрах выяснено, что в условиях опыта смещаются линии излучения относительно линий поглощения.