$$mh = a - bm, \qquad (2)$$

где a,b - некотрые постоянные величины, которые легко выразить через заданные в условии данные

$$\begin{cases} m_0 h_0 = a - bm_0 \\ m_1 h_1 = a - bm_1 \end{cases}; \quad \Rightarrow a = \frac{m_1 m_0}{m_1 - m_0}\left(h_0 - h_1\right); \quad b = \frac{m_0 h_0 - m_1 h_1}{m_1 - m_0}.$$

Поршень достигнет жидкости (весь газ расстворится в воде), при массе поршня

$$m = \frac{a}{b} = \frac{m_1 m_0\left(h_0 - h_1\right)}{m_0 h_0 - m_1 h_1}. \qquad (3)$$

3. Представим сигнал в виде суммы трех гармонических составляющих

$$E = E_0 \cos\omega_0 t(1 + a\cos\omega_1 t) =$$
$$= E_0 \cos\omega_0 t + \frac{aE_0}{2}\cos\left(\omega_0 - \omega_1\right)t + \frac{aE_0}{2}\cos\left(\omega_0 + \omega_1\right)t \cdot \qquad (1)$$

Распространение монохроматической волны в пространстве вдоль оси x описывается функцией

$$E\left(t,x\right) = E_0 \cos\left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda}x\right) = E_0 \cos\left(\omega t - \frac{\omega}{c}x\right), \qquad (2)$$

где c - скорость распространения волны с частотой ω. Применим эту формулу к сигналу (1), учитывая формулу для скорости распространения волн

$$E\left(t,x\right) = E_0 \cos\left(\omega_0 t - \frac{\omega_0}{c_0}x\right)\omega_0 t +$$
$$+ \frac{aE_0}{2}\cos\left(\left(\omega_0 - \omega_1\right)t - \frac{\left(\omega_0 - \omega_1\right)x}{c_0 + \gamma\omega_1}\right) + \frac{aE_0}{2}\cos\left(\left(\omega_0 + \omega_1\right)t - \frac{\left(\omega_0 + \omega_1\right)x}{c_0 - \gamma\omega_1}\right)$$

Далее упростим это выражение, используя малость величин $\frac{\omega_1}{\omega_0}, \frac{\gamma\omega_1}{c_0} << 1$. Тогда

$$\frac{\left(\omega_0 - \omega_1\right)x}{c_0 + \gamma\omega_1} = \frac{x\omega_0}{c_0} \cdot \frac{1 - \frac{\omega_1}{\omega_0}}{1 + \gamma\frac{\omega_1}{c_0}} \approx \frac{x\omega_0}{c_0}\left(1 - \frac{\omega_1}{\omega_0} - \gamma\frac{\omega_1}{c_0}\right);$$

$$\frac{\left(\omega_0 + \omega_1\right)x}{c_0 - \gamma\omega_1} \approx \frac{x\omega_0}{c_0}\left(1 + \frac{\omega_1}{\omega_0} + \gamma\frac{\omega_1}{c_0}\right);$$

Воспользуемся теперь обратным преобразованием от суммы косинусов к их произведению

$$E(t,x) = E_0 \cos\left(\omega_0 t - \frac{\omega_0}{c_0}x\right)\left(1 + a\cos\left(\omega_1 t - \frac{\omega_0}{c_0}x\left(\frac{\omega_1}{\omega_0} + \gamma\frac{\omega_1}{c_0}\right)\right)\right).$$

Скорость распространеия сигнала можно найти из условия постоянства фазы (полагая ее равной, например, нулю). Окончательно получаем, что искомая скорость распространения огибающей (полезного сигнала)

$$c = \frac{x}{t} = \frac{\omega_1}{\dfrac{\omega_0}{c_0}\left(\dfrac{\omega_1}{\omega_0} + \gamma\dfrac{\omega_1}{c_0}\right)} = \frac{c_0}{1 + \gamma\dfrac{\omega_0}{c_0}} \approx c_0\left(1 - \gamma\frac{\omega_0}{c_0}\right).$$

11.4 *Тема этой задачи предложена студентом 1 курса физического факультета БГУ Юрием Дежко.*

4.1. Записывая уравнение динамики для движения электрона (все обозначения стандартные)

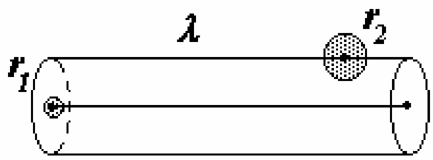
$$\frac{mv^2}{r} = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 r^2} \qquad (1)$$

и правило квантования $mrv = n\hbar$, находим радиусы боровских орбит

$$r_n = \frac{4\pi\varepsilon_0\hbar^2}{me^2}n^2 = r_1 n^2. \qquad (2)$$

где $r_1 \approx 5{,}3\cdot 10^{-11}\,м$ - радиус первой боровской орбиты. В первом возбужденном состоянии $r_2 \approx 2{,}1\cdot 10^{-10}\,м$, для $n = 1000$ $r \approx 5\cdot 10^{-5}\,м$, то есть порядка *0,05мм* .

4.2 Оценку длины свободного пробега Λ можно получить путем следующих рассуждений: в цилиндре длиной Λ и радиусом $(r_1 + r_0)$ (где r_1, r_0- радиусы атомов водорода и гелия), в среднем должен находится один атом гелия, поэтому



$$\pi(r_1 + r_0)^2\Lambda\gamma = 1,$$

где γ - концентрация атомов гелия. Из этого соотношения находим

$$\Lambda \approx \frac{1}{\pi(r_1 + r_0)^2\gamma}. \qquad (3)$$

Концентрацию молекул гелия найдем из уравнения состояния идеального газа

$$p = \gamma kT,$$

k - постоянная Больцмана. Таким образом, получаем окончательную формулу для оценки длины свободного пробега