

## Вынужденное низкочастотное рассеяние света в водной суспензии вируса табачной мозаики

М. В. Архипенко<sup>+</sup>, А. Ф. Бункин<sup>\*</sup>, М. А. Давыдов<sup>\*1)</sup>, О. В. Карпова<sup>+</sup>, В. Б. Ощурко<sup>\*</sup>, С. М. Першин<sup>\*</sup>,  
В. Н. Стрельцов<sup>\*</sup>, А. Н. Федоров<sup>\*</sup>

<sup>+</sup>Биологический факультет, МГУ им. М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

<sup>\*</sup>Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 18 марта 2019 г.

После переработки 28 марта 2019 г.

Принята к публикации 29 марта 2019 г.

Впервые обнаружено вынужденное низкочастотное рассеяние света в водной суспензии вируса табачной мозаики, частота которого зависит от концентрации вируса. При концентрациях  $\sim 1 \cdot 10^{12}$  и  $\sim 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$  были зарегистрированы стоковые компоненты вынужденного низкочастотного рассеяния света, которые смещены на частоту  $\sim 43.99$  и  $\sim 31.08$  ГГц, соответственно. Обнаружено, что при этом происходит подавление вынужденного рассеяния Мандельштама–Бриллюэна в гетерогенных средах-суспензиях, как процесса, конкурирующего с вынужденным низкочастотным рассеянием света. Впервые разработана теория генерации вынужденного излучения на собственных колебаниях цилиндрических наночастиц, нагруженных молекулами растворителя, в поле двух попутных электромагнитных волн накачки под действием пондеромоторных сил. Теоретическая оценка сдвига  $\sim 50$  ГГц частоты стоковой компоненты согласуется с измеренной величиной. Остается неясным, почему уменьшение толщины слоя жидкости с повышением концентрации селективно способствует возбуждению вынужденного низкочастотного рассеяния света на собственных когерентных колебаниях вируса пониженной частоты.

DOI: 10.1134/S0370274X19090054

**Введение.** Изучение нелинейно-оптических явлений в жидких суспензиях наночастиц позволяет с помощью методов нелинейной оптики эффективно изучать биологические объекты (образцы крови, суспензии вирусов), а также дает возможность создавать эффективные источники терагерцового электромагнитного излучения, возникающего в жидкой суспензии за счет когерентного возбуждения пульсаций наночастиц-диполей под действием пондеромоторных сил лазерного электромагнитного поля.

В ряде недавних работ исследовали нелинейно-оптические свойства жидких суспензий наночастиц с помощью вынужденного рассеяния (ВР). В [1] исследовали процессы вынужденного рассеяния в водных суспензиях наночастиц золота и серебра; в [2] – наблюдали низкочастотное ВР в водной суспензии золотых наностержней, обусловленное взаимодействием лазерного излучения с акустическими модами наночастиц. Отмечена, в частности, высокая эффективность преобразования в излучение вынужденного низкочастотного рассеяния света (ВНРС). В работах [3–5] нами было обнаружено аналогичное рассеяние в водной суспензии наносфер полистирола (диаметр

частиц 70 нм) и суспензиях вирусов капустной мозаики. Учитывая однозначную связь между собственными акустическими частотами вирусов и их морфологией, вынужденное низкочастотное рассеяние света можно использовать для их идентификации.

Целью данной работы являлось изучение особенностей ВНРС в водной суспензии вируса табачной мозаики при варьировании концентрации вируса в жидкости.

**Объекты исследования и схема эксперимента.** В эксперименте в качестве объекта исследования были использованы водные суспензии вируса табачной мозаики [6] с концентрацией  $\sim 0.5 \cdot 10^{12}$ ,  $\sim 1.0 \cdot 10^{12}$  и  $\sim 2.0 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ . Вирус табачной мозаики представляет собой макромолекулу рибонуклеиновой кислоты (РНК) [6] в белковой оболочке. В первом приближении вирус можно представить как упругий стержень длиной 300 нм и диаметром 18 нм. Суспензия была залита в идентичные кварцевые кюветы (Cell).

Схема эксперимента представлена на рис. 1. Излучение второй гармоники одночастотного Nd:YAG лазера (длина волны  $\lambda = 532$  нм, ширина линии  $\Delta\nu \sim 0.005 \text{ см}^{-1}$ ; длительность импульса  $t \sim 10$  нс, энергия в импульсе  $E_{\text{max}}$  – до 40 мДж; нестабиль-

<sup>1)</sup>e-mail: sbs\_michail@mail.ru

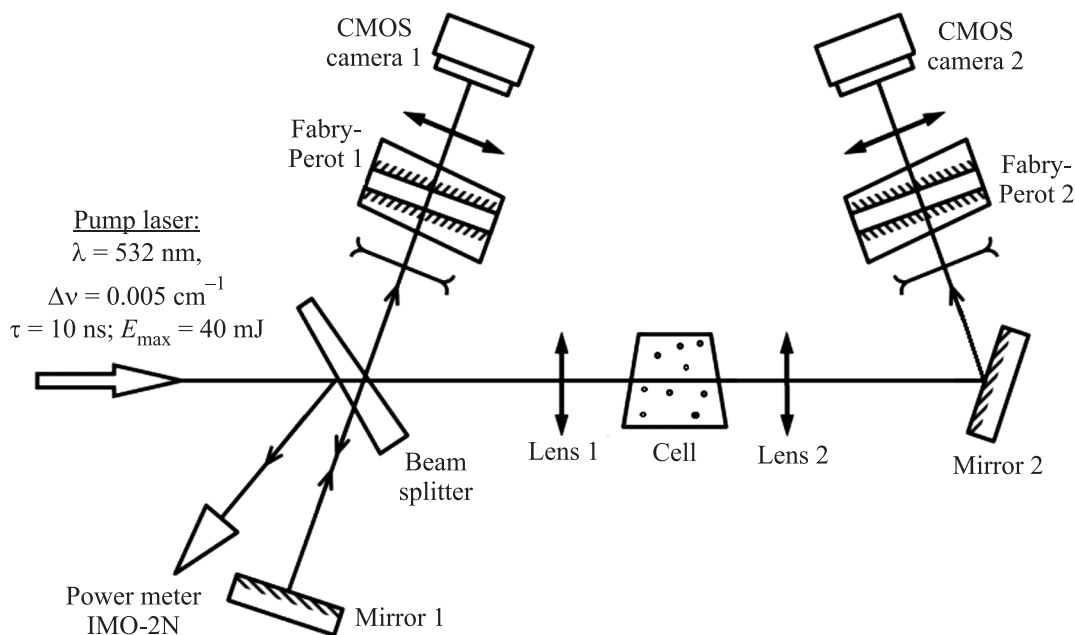


Рис. 1. Схема эксперимента: Beam splitter – клиновидная делительная пластинка (стекло К-8); Mirror 1, Mirror 2 – поворотные зеркала; Lens 1, Lens 2 – софокусные линзы  $f = 30$  мм; Cell – кварцевая кювета с исследуемой суспензией; Fabry-Perot 1, Fabry-Perot 2 – интерферометры Фабри-Перо с фокусирующей оптикой (область дисперсии каждого интерферометра –  $2.5 \text{ см}^{-1}$ ); CMOS 1, CMOS 2 – ПЗС-камеры; Power meter IMO-2N – измеритель энергии лазера

ность по энергии импульса  $\sim 5\text{--}7\%$  фокусировали линзой (Lens 1,  $f = 30$  мм) в середину кюветы (Cell). Возбуждаемое в кювете вынужденное рассеяние отводили для регистрации на интерферометры Фабри-Перо (Fabry-Perot 1, 2) с помощью клиновидной стеклянной пластинки (Beam splitter) и зеркала (Mirror 2). После интерферометров оптический сигнал регистрировали ПЗС-камерами (ПЗС – прибор с зарядовой связью) (CMOS 1, 2) и обрабатывали с помощью компьютера в программной среде LABVIEW. Энергию лазерных импульсов измеряли калориметром IMO-2N. Геометрия установки была одинакова для всего цикла измерений. Все измерения проводили при комнатной температуре.

**Результаты эксперимента и обсуждение.** Результаты измерений представлены на рис. 2а–д. При концентрации ВТМ  $\sim 0.5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$  в спектре излучения (рис. 2а) присутствует только линия вынужденного рассеяния Мандельштама-Бриллюэна (ВРМБ) (ВРМБ – “назад”, величина стоксова сдвига  $\Delta\nu \sim 0.24 \text{ см}^{-1}$ ). Повышение концентрации вируса до  $\sim 1.0 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$  (рис. 2б) привело к подавлению ВРМБ в суспензии (ранее мы уже наблюдали концентрационное подавление ВРМБ в водных суспензиях наносфер полистирола [3]). При энергии импульсов лазера  $\sim 20$  мДж было обнаружено ВНРС. Отметим, что излучение ВНРС распространялось и

“вперед”, и “назад”. Этот факт, наряду с наличием в спектре линии с частотным сдвигом  $\Delta\nu \sim 1.47 \text{ см}^{-1}$  ( $\sim 43.99$  ГГц), является ключевым и характерным отличием от ВРМБ (рис. 2б, д). При концентрации вируса  $\sim 2.0 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ , ВРМБ также не было обнаружено, а порог возбуждения ВНРС возрос до  $\sim 30$  мДж. Была обнаружена еще одна особенность: уменьшение расстояния между частицами ВТМ с повышением концентрации проявилось в селективном снижении акустических потерь на другой частоте наночастиц и возбуждении когерентных колебаний со сдвигом  $\Delta\nu \sim 1.039 \text{ см}^{-1}$  ( $\sim 31.08$  ГГц, рис. 2с).

Таким образом, была обнаружена зависящая от концентрации конкуренция развития ВРМБ и ВНРС в водной суспензии вируса ВТМ. Так, при концентрации вируса  $\sim 0.5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$  процесс ВРМБ имел место, но в то же время возбуждения ВНРС не произошло вплоть до оптического пробоя среды ( $\sim 35$  мДж). При двукратном увеличении концентрации вируса (до  $\sim 1.0 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ) ситуация изменилась кардинально: ВРМБ было подавлено, а в спектре излучения наблюдалась линия ВНРС с частотным сдвигом  $\Delta\nu \sim 1.47 \text{ см}^{-1}$  ( $\sim 43.99$  ГГц), как “вперед”, так и “назад”. При последующем удвоении концентрации вируса (до  $\sim 2.0 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ) ВНРС развивалось на другой колебательной моде – со сдвигом частоты  $\Delta\nu \sim 1.039 \text{ см}^{-1}$  ( $\sim 31.08$  ГГц).

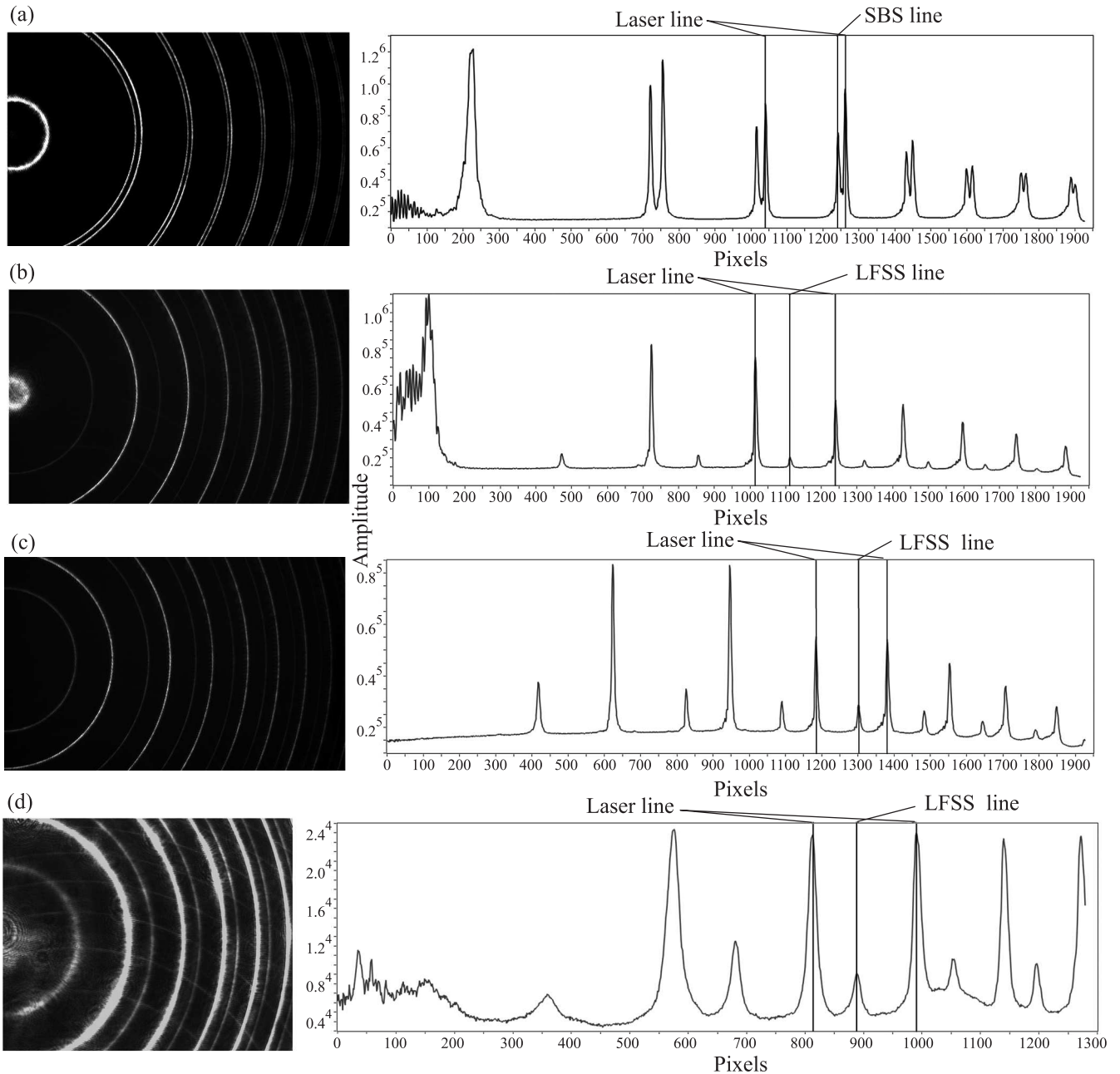


Рис. 2. (а) – Спектр ВРМБ-“назад” при концентрации вируса табачной мозаики  $\sim 0.5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ,  $\Delta\nu \sim 0.241 \text{ см}^{-1}$ . Здесь и далее на денситограммах: “Laser line” – линия излучения лазера; “SBS line” – линия излучения вынужденного рассеяния Манделъштата–Бриллюэна; “LFSS line” – линия излучения вынужденного низкочастотного рассеяния. (b) – Спектр ВНРС-“назад” при концентрации вируса табачной мозаики  $\sim 1.0 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ,  $\Delta\nu \sim 1.47 \text{ см}^{-1}$  ( $\sim 43.99 \text{ ГГц}$ ). (c) – Спектр ВНРС-“назад” при концентрации вируса табачной мозаики  $\sim 2.0 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ,  $\Delta\nu \sim 1.039 \text{ см}^{-1}$  ( $\sim 31.08 \text{ ГГц}$ ). (d) – Спектр ВНРС-“вперед” при концентрации вируса табачной мозаики  $\sim 1.0 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ,  $\Delta\nu \sim 1.47 \text{ см}^{-1}$  ( $\sim 43.99 \text{ ГГц}$ )

Измерения показали, что для данных условий вирус табачной мозаики имеет, по крайней мере, две колебательных моды ВНРС с характерными частотами ( $\sim 43.99$  и  $\sim 31.08 \text{ ГГц}$ ), порог возбуждения которых определяется концентрацией наночастиц.

При изменении концентрации вируса от  $\sim 0.5 \times 10^{12}$  до  $\sim 2.0 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$  физические параметры суспензии частиц вируса существенно не меняются. Так, характерные расстояния между частицами изменяются от  $\sim 1.2$  до  $\sim 0.8 \text{ мкм}$ , что значительно

больше размера вируса ТМ, при этом существенно изменения вязкости буферного раствора также не происходит: простые оценки показывают, что вязкость рассматриваемого раствора меняется незначительно – в диапазоне 1.001–1.0037 сР.

**Теория.** В данном разделе мы рассмотрим возможность генерации вынужденного излучения на собственных колебаниях взвешенных частиц в поле двух попутных электромагнитных волн, сдвинутых по частоте на некоторую величину  $\Delta\omega$  (стоксов сдвиг), распространяющихся в жидкой суспензии с твердыми включениями, при достаточной девиации коэффициента преломления твердой фракции от коэффициента преломления жидкой части суспензии. При этом будем рассматривать типичную для бактериальных суспензий (типа вируса табачной мозаики) ситуацию: поперечные размеры твердых включений ( $\sim 18.0$  нм) малы по сравнению с их продольными размерами ( $\sim 300$  нм) и длиной волны падающего лазерного излучения. При этом длины волн индуцированных акустических колебаний могут быть меньше или сравнимы с этими размерами.

Механизм ВНРС отличается от механизма традиционного вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) тем, что в процессе генерации вынужденного излучения участвуют акустические движения нанообъектов, которые могут возбуждаться иначе, чем традиционное дипольное возбуждение колебательных переходов в молекулах. Так, например, в случае вируса, источником возбуждения акустических колебаний могут быть, во-первых, пондеромоторные силы, возникающие под действием световых волн. Во-вторых, гораздо более сильным является прямое действие полей на заряды, неизбежно имеющиеся на поверхности белка вследствие электролитической диссоциации аминокислот в водной среде. Заметим, что эти акустические возбуждения кардинально отличаются от наблюдаемых в случае ВРМБ уже тем, что локализованы на нанообъекте (вирусе) и описываются совершенно иным образом. В порядке первого приближения рассмотрим пока только пондеромоторный механизм.

В соответствии со сказанным будем рассматривать модель бесконечно длинных одинаково ориентированных диэлектрических цилиндров радиуса  $R$  и диэлектрической проницаемости  $\varepsilon$ , погруженных в жидкость с плотностью  $\rho_0$ , скоростью звука  $V_S$  и поляризуемостью  $\alpha_0$ , отвечающей диэлектрической проницаемости  $\varepsilon_0$ . Взвесь находится в заданном поле  $\mathbf{E}$  двух волн накачки:

$$\mathbf{E} = \frac{1}{2}\mathbf{E}_0 e^{i(\omega t - kz)} + \frac{1}{2}\mathbf{E}_s e^{i((\omega - \Delta\omega)t - (k - \Delta k)z)} + c.c. \quad (1)$$

При этом плоские “опорная”  $\mathbf{E}_0$  и “стоксова”  $\mathbf{E}_s$  волны являются ТМ волнами, для которых вектора напряженности магнитных компонент  $\mathbf{H}_0, \mathbf{H}_s$  параллельны оси цилиндров, ось распространения волн  $z$  – перпендикулярна оси цилиндров.

Пондеромоторная сила  $\mathbf{j}_{p.em}$ , действующая на единицу площади поверхности цилиндра, равна:

$$\mathbf{j}_{p.em} = \langle \mathbf{P} \rangle \cdot \mathbf{n}[\mathbf{E}], \quad (2)$$

где  $\langle \mathbf{P} \rangle$  – средняя поляризуемость суспензии, определяемая поляризуемостью включений и растворителя,  $\mathbf{n}$  – вектор нормали к поверхности цилиндра,  $[\mathbf{E}]$  – скачок нормальной составляющей поля на поверхности цилиндрических наночастиц.

Далее будем считать, что скачок диэлектрической проницаемости  $\Delta\varepsilon = \varepsilon - \varepsilon_0$  на поверхности невелик [7]:

$$\Delta\varepsilon/\varepsilon < 1. \quad (3)$$

Отсюда следует подобное условие и для поляризуемости  $\Delta\alpha = \alpha - \alpha_0$  ( $\Delta\alpha/\alpha < 1$ ) и с достаточной степенью точности из непрерывности нормальной компоненты вектора электрической индукции получаем:

$$f_{p.em} = \alpha_0 \frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon} \mathbf{E}^2 \cos^2 \theta. \quad (4)$$

Тогда, без ограничения общности,  $\mathbf{E}$  определяется из (1),  $\theta$  – угол между текущим вектором  $\mathbf{n}$  и постоянным вектором  $\mathbf{E}$ .

В генерацию поля вынужденного излучения будет вносить вклад составляющая:

$$f_{p.em} = \frac{1}{8} \alpha_0 \frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon} E_0 E_s^* (1 + \cos 2\theta) e^{i\Delta\omega t} + c.c. \quad (5)$$

Эта ситуация физически эквивалентна случаю генерации стоксова излучения ВНРС, возбуждаемого в суспензии вируса табачной мозаики, где генерация стоксова излучения обусловлена параметрическим взаимодействием волны накачки и стоксовой волны. Незначительные отличия диэлектрической проницаемости наночастиц и их поляризуемости, соответственно, в жидкости могут являться параметром, который определяет значение порога ВНРС в суспензии вируса табачной мозаики.

Пондеромоторная сила (5) будет возбуждать гармонические акустические колебания в цилиндрической наночастице и жидкой матрице. В силу линейности граничных условий (см. ниже) полное акустическое поле в среде будет содержать, как видно из (5), радиально-симметричную компоненту и поле второй азимутальной гармоники  $\sim \cos 2\theta$ .

Рассмотрим акустическое поле цилиндрической наночастицы. В рамках теории упругости для вектора акустического смещения  $\mathbf{u}$  имеем:

$$\frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} = C_t^2 \Delta \mathbf{u} + (C_l^2 - C_t^2) \text{grad div } \mathbf{u}. \quad (6)$$

Здесь  $C_l$ ,  $C_t$  – соответственно, продольная и поперечная скорости звука в цилиндрической наночастице. Для радиально-симметричной гармонической волны  $u_r$  частоты  $\Omega = \Delta\omega$  в цилиндрической системе координат  $(r, \theta)$  после обычной замены переменных получаем:

$$\frac{\partial^2 u_r}{\partial x^2} \pm \frac{1}{x} \frac{du_r}{dx} + \left(1 - \frac{v^2}{x^2}\right) u_r = 0, \quad (7)$$

где  $x = k_l r$ ,  $k_l = \frac{\Omega}{C_l}$ ,

$$V^2 = \frac{1}{2} \frac{C_l^2 - C_t^2}{C_t^2}.$$

Решение (7), конечное при  $r = 0$ , имеет вид:

$$u_r = B J_v(x), \quad (8)$$

где  $J_v(x)$  – функция Бесселя.

Для гармонического звукового поля давлений  $P$  в жидкости в пренебрежении затуханием и вязкостью имеем обычное уравнение гидродинамики:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial P}{\partial r} \right) + \frac{\Omega^2}{V_S^2} P = 0, \quad (9)$$

где  $V_S$  – скорость звука в жидкости.

Решение (10), отвечающее условию излучения при  $r \rightarrow \infty$  можно записать:

$$P = A H_0^{(2)}(k_0 r), \quad (10)$$

где  $k_0 = \frac{\Omega}{V_S}$ , а  $H_0^{(2)}(k_0 r)$  – функция Ханкеля.

Граничные условия для звуковой волны на поверхности цилиндрической наночастицы сводятся, как обычно, к требованию непрерывности давлений (с учетом пондеромоторной силы) и равенству нормальных скоростей. В нашем случае граничные условия приводят к системе уравнений для коэффициентов  $A$ ,  $B$ :

$$\begin{aligned} B \rho \Omega^2 \frac{d^2}{dx^2} [x^v J_v(x)] \Big|_{r=R} &= -A H_0^{(2)}(k_0 r) + \frac{1}{8} \alpha_0 \frac{\Delta \varepsilon}{\varepsilon} E_0 E_S^*, \\ i B \Omega x^v J_v(x) \Big|_{r=R} &= i A \frac{1}{\rho V_S} \frac{d H_0^{(2)}(x')}{dx'} \Big|_{r=R}, \end{aligned} \quad (11)$$

где  $\rho$  – плотность вещества цилиндрической наночастицы,  $x' = k_0 r$ .

Для деформационного изменения радиуса цилиндра  $U(R, t)$  из (12) легко получаем:

$$\begin{aligned} U(R, t) &= \frac{1}{8} \alpha_0 \frac{\Delta \varepsilon}{\varepsilon} E_0 E_S^* \frac{1}{\rho C_l \Delta \omega} \times \\ &\times \frac{J_v(X)}{J_{v-1}(X) + \left(\frac{V_S}{C_l}\right) \left(\frac{\rho_0}{\rho}\right) J_v(x) \frac{H_0^{(2)}(X')}{H_0^{(2)}(X')}} e^{i \Delta \omega t} + c.c., \end{aligned} \quad (12)$$

где  $X = \frac{\Delta \omega}{C_l} R$ ;  $X' = \frac{\Delta \omega}{V_S} R$ .

Второе слагаемое в знаменателе (12) определяет, очевидно, радиационные потери, связанные с излучением звука пульсирующим цилиндром в жидкость растворителя и дает ширину линии генерации вынужденного излучения.

Как и следовало ожидать, при  $\frac{V_S}{C_l}$ ,  $\frac{\rho_0}{\rho} < 1$  акустическое смещение  $U(R, t)$  имеет резкий максимум, отвечающий собственным акустическим колебаниям цилиндра и определяемый резонансным по частоте условием:

$$J'_v \left( \frac{\Delta \omega}{C_l} R \right) = 0. \quad (13)$$

Это дает (при известных значениях констант для глобулярного белка – модуль Юнга  $\sim 0.9$  ГПа, плотность  $\sim 980$  кг/м<sup>3</sup>, коэффициент Пуассона  $\sim 0.33$ ) частоту  $\Delta \nu \sim 50$  ГГц, что примерно соответствует экспериментально наблюдаемым величинам отстройки.

Забегая вперед, сделаем следующее замечание относительно второй азимутальной гармоники, возбуждаемой составляющей пондеромоторной силы  $\sim \cos 2\theta$ . Деформация сдвига, определяемая азимутальной составляющей  $u_\theta$  вектора смещения, как легко показать, не изменяет площадь поперечного сечения цилиндра. Для радиальной составляющей  $u_r(R, t)$  нетрудно найти

$$u_r = \frac{1}{V_S \rho_0 \Delta \omega} \frac{d J_2}{dx'} \cos 2\theta.$$

Таким образом, и в этом случае изменения площади сечения цилиндра при интегрировании по  $\theta$  не возникает. Как будет видно из дальнейшего, это обстоятельство в рамках сделанных приближений приводит к нулевому вкладу второй азимутальной гармоники в генерацию вынужденного излучения.

Перейдем к вычислению поля рассеянного излучения на стоксовой и антистоксовой частоте. В полярных координатах для магнитного поля (ТМ-волна) генерация описывается уравнением Гельмгольца:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial \theta^2} + k^2 \mathbf{H} =$$

$$= -k^2 \Delta \varepsilon \mathbf{H}[\theta(r) - \theta(r - R(t))]. \quad (14)$$

Здесь  $k$  – волновой вектор рассеянной волны,  $\theta(r)$  – функция Хевисайда,  $\theta$  – азимутальный угол. Правую часть в уравнении (14) можно обозначить  $\psi(\mathbf{r})$  и рассматривать как источник. Решение (14) в полярной системе координат записывается в виде свертки, приводящей в общем случае к интегральному уравнению:

$$H = \int_S^B G_2(r, r', \theta, \theta') \psi(r', \theta) r' dr' d\theta'. \quad (15)$$

Интеграл берется по сечению цилиндра. Здесь  $G_2$  – двумерная функция Грина уравнения Гельмгольца:

$$G_2 = \frac{i}{4} \sum_{-\infty}^{\infty} H_n^{(2)}(kr) J_n(kr') e^{in(\theta - \theta')}, \quad (16)$$

$H_n^{(2)}(kr)$  – функция Ханкеля; величина волнового вектора  $k$  будет определена ниже.

В рассматриваемых условиях  $kR < 1$ , в сумме (16) следует удерживать лишь член с номером  $n = 0$ , и интеграл (15), как будет видно, в определенных приближениях сводится к вычислению площади поперечного сечения цилиндрической наночастицы с учетом акустической деформации последней. Это замечание обосновывает сделанное ранее замечание относительно второй гармоники пондеромоторной силы.

Акустическое смещение  $U(R, t)$  поверхности цилиндра мало,  $\frac{U(R, t)}{R} < 1$ , и разность  $\theta$ -функций в (14) удобно разложить в формальный ряд:

$$\begin{aligned} \theta(r) - \theta(r - R - U(R, t)) &\approx \\ &\approx [\theta(r) - \theta(r - R)] + \delta(r - R)U(R, t). \end{aligned} \quad (17)$$

В борновском приближении (3) поле  $H$  источника в (16) считается заданным и равным напряженности магнитного поля опорной компоненты падающей волны:

$$H = \frac{1}{2} H_0 e^{i(\omega t - kz)} + c.c. \quad (18)$$

Генерация излучения на стоксовой частоте будет определяться, очевидно, первым слагаемым в (15), антистоксовой – вторым. При этом волновой вектор  $k$  функции Грина (16) равен

$$k = \frac{\omega \pm \Delta\omega}{C} \sqrt{\varepsilon_0}.$$

Подставляя (18), (17) в (15), окончательно находим:

$$H(r, t) = -\frac{i\pi}{4} \frac{(\omega \pm \Delta\omega)^2}{C^2} \Delta \varepsilon H_0 H_0^{(2)} \times$$

$$\times \left( \left( \frac{\omega \pm \Delta\omega}{C} \right) r \sqrt{\varepsilon_0} \right) RU(R) e^{i(\omega \pm \Delta\omega)t} + c.c. \quad (19)$$

Здесь  $U(R)$  – множитель при временной экспоненте в (12).

Таким образом, в жидкой суспензии цилиндрических наночастиц возникает излучение на антистоксовой (стоксовой) частоте, спектр которого имеет резонансный максимум при частотном сдвиге  $\Delta\omega$  между частотами опорной и антистоксовой (стоксовой) волн, определяемом (13). При этом ширина резонанса определяется величиной радиационных потерь собственных акустических колебаний упругих цилиндрических наночастиц.

В заключение этого раздела отметим следующее. При значительной разнице продольной и поперечной скоростей звука в твердых включениях при характерных радиусах рассеивающих цилиндрах  $R \sim 10^{-6}$  см низшие резонансные частоты  $\Delta\omega$ , как следует из (13), лежат в полосе вблизи частоты  $\Delta\nu \sim 50$  ГГц, что примерно соответствует экспериментально наблюдаемому.

**Выводы.** Таким образом, впервые проведены эксперименты по регистрации вынужденного низкочастотного рассеяния в водной суспензии вируса табачной мозаики при различных концентрациях взвешенных частиц. Обнаружено подавление ВРМБ при повышении концентрации и существование двух характерных собственных частот цилиндрических наночастиц вируса:  $\sim 31.08$  и  $\sim 43.99$  ГГц, наблюдаемых в спектре ВНРС при двух концентрациях:  $\sim 1.0 \times 10^{12}$  см $^{-3}$  и  $\sim 2.0 \times 10^{12}$  см $^{-3}$  соответственно.

Предложена теория пондеромоторного возбуждения низкочастотного рассеяния в поле двух электромагнитных волн на вынужденных колебаниях взвешенных в жидкости наночастиц цилиндрической формы, которое зависит от диэлектрических и акустических параметров жидкой и твердой фракций суспензии. Численные оценки частот соответствующих колебаний обнаружили хорошее совпадение расчетных и экспериментальных частот собственных колебаний цилиндрических наночастиц. В качестве развития предложенного подхода можно рассматривать возможность селективного воздействия на вирус микроволнового излучения на обнаруженных резонансных частотах, что может привести к появлению новых биотехнологий.

Отметим, что в описанных выше экспериментах антистоксова компонента рассеянного излучения не наблюдалась, поскольку генерация антистоксовой компоненты определяется либо параметрическим преобразованием стоксовой компоненты в поле волны накачки, либо прямым усилением спонтанно-

го теплового излучения данной частоты в заданном поле волны накачки. В любом случае интенсивность антистоксовой компоненты будет существенно ниже стоксовой.

Данная работа частично поддержана грантами Российского Фонда Фундаментальных Исследований # 18-52-16016, 18-52-00038, 19-02-00013 и грантом Министерства науки и образования 3.6634.2017/6.7.

1. N.V. Tcherniega, K.I. Zemskov, V.V. Savranskii, A.D. Kudryavtseva, A.Yu. Olenin, and G.V. Lisichkin, *Opt. Lett.* **38**, 824 (2013).
2. J. Shi, H. Wu, J. Liu, Sh. Li, and X. He, *Sci. Rep.*, Article number 11964, 1 (2015); DOI: 10.1038/srep11964.
3. A.F. Bunkin, M.A. Davydov, A.N. Fedorov, V.N. Lednev, and S.M. Pershin, *Laser Phys. Lett.* **16**, 015701 (2019); <https://doi.org/10.1088/1612-202x/aaef9a>.
4. N.V. Tcherniega, S.M. Pershin, A.F. Bunkin, E.K. Donchenko, O.V. Karpova, A.D. Kudryavtseva, V.N. Lednev, T.V. Mironova, M.A. Shevchenko, M.A. Stokov, and K.I. Zemskov, *Laser Phys. Lett.* **15**, 095603 (2018); <http://doi.org/10.1088/1612-202X/aad28d>.
5. A.F. Bunkin, V.G. Mikhalevich, S.M. Pershin, V.N. Streltso, and N.V. Tcherniega, *Physics of Wave Phenomena* **25**(1), 254 (2017); DOI: 10.3103/S1541308X17040033.
6. O. Karpova, N. Nikitin, S. Chirkov, E. Trifonova, A. Sheveleva, E. Lazareva, and J. Atabekov, *J. Gen. Virol.* **93**, 400 (2012).
7. I. Ermolina, H. Morgana, N.G. Greena, J.J. Milnerb, and Yu. Feldman, *Biochim. Biophys. Acta* **1622**, 57 (2003); DOI:10.1016/S0304-4165(03)00118-1.