АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том VIII 1962 Вып. 1

ОСАЖДЕНИЕ АЭРОЗОЛЯ ОКИСИ ЦИНКА В АКУСТИЧЕСКОМ ПОЛЕ *

Д. Б. Дианов, Л. Г. Меркулов, В. И. Никитенко

Приводятся результаты исследования акустического осаждения полидисперсного аэрозоля окиси цинка в статическом режиме для диапазона частот 200—21000 *гц*.

Получена зависимость времени осаждения от величины звукового давления в камере озвучивания. Существенного влияния частоты на скорость осаждения не отмечено.

Известно, что мощные звуковые и ультразвуковые колебания вызывают ускорение процесса коагуляции частиц аэрозолей и могут существенно повышать эффективность их осаждения. Несмотря на значительное число работ, посвященных исследованию ускоряющего действия звуковых колебаний на коагуляцию и осаждение аэрозолей, до настоящего времени не имеется достаточно надежных количественных данных о зависимости этих процессов от различных факторов (частоты звука, амплитуды звукового давления, концентрации частиц, вида аэрозоля и так далее). Выяснение этих зависимостей представляет большой практический интерес, поскольку знание их позволит рационально подойти к задаче проектирования промышленных устройств для акустического осаждения аэрозолей.

Нами была исследована роль частоты и амплитуды звукового давления при акустическом осаждении аэрозоля окиси цинка (цинковые белила М-1). Как показали наблюдения с помощью оптического и электронного микроскопов, использованная нами в опытах окись цинка представляла полидисперсный аэрозоль, состоящий в основном из агрегатов первичных частиц. Распределение линейных размеров частиц (r) непосредственно после создания аэрозоля в камере удовлетворительно аппроксимируется логарифмически — нормальным распределением [1]

$$f_0(r)\,dr = \frac{1}{\lg\beta\sqrt{2\pi}}\exp\left[-\frac{(\lg r-\lg r_m)^2}{2(\lg\beta)^2}\right]d\lg r \qquad (1)$$

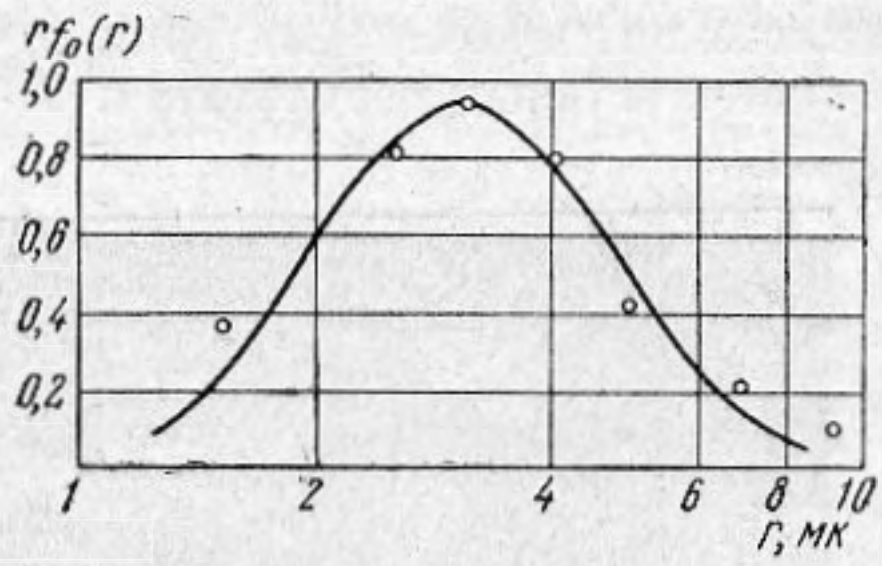
при $\lg r_m = 0{,}48$ ($r_m = 3$ *мк*), $\lg\beta = 0{,}18$. На фиг. 1 приведена кривая $rf_0(r)$ в функции от $\lg r$.

Экспериментальные исследования осаждения под воздействием звука проводились в статическом режиме на лабораторной установке, схематически изображенной на фиг. 2. Окись цинка вводилась в верхнюю часть камеры *1* при помощи специального распылительного устройства. Рабочая камера представляла собой резонансный объем; его размеры могли изменяться, для чего задняя стенка *2* была сделана подвижной ($l_{1\max} = 1150$ *мм*, $l_2 = 550$ *мм*, $l_3 = 750$ *мм*, $h = 400$ *мм*). Стенки из органического стекла позволяли визуально наблюдать процессы внутри камеры.

В качестве источника звука *3* использовались газоструйный генератор (типа Гартмана) с набором резонаторов и сопел, рассчитанных для работы на частотах 5 ÷ 21 *кгц*; акустическая сирена УЗГ-4*а*; для низко-

* Работа доложена в феврале 1960 г. на 8-й Всероссийской конференции по применению ультраакустики к исследованию вещества.

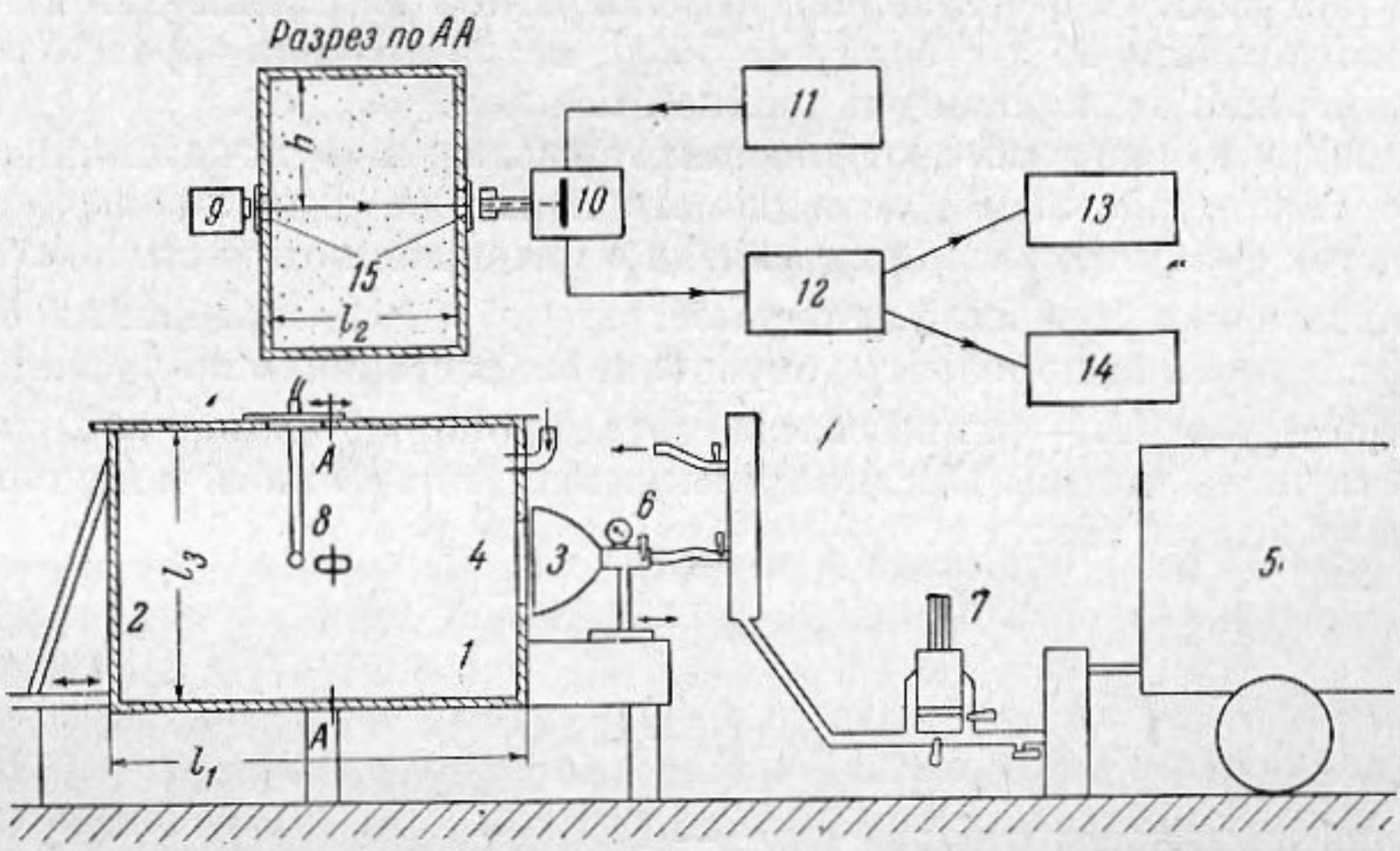
частотного диапазона — излучатели электродинамического типа. Для исключения влияния внешних воздушных потоков на процесс осаждения аэрозоля, рабочий объем камеры отделялся от источника звука тонкой звукопроводящей перегородкой *4*. Акустическое согласование всей системы в процессе настройки достигалось подбором расстояния между передней стенкой камеры и выходным отверстием излучателя. Благодаря настройке удавалось доводить эффективное значение звукового давления в пучности до $4 \cdot 10^4$ *бар* (166 *дб*). Отношение давлений в пучностях и узлах составляло в среднем около 10 (для частоты 5 *кгц*). При дополнительном заглушении стенок камеры оно снижалось до $3 \div 4$.



Фиг. 1

Сжатый воздух для газоструйного генератора и сирены подавался от компрессорной станции (ЗИФ-55) *5*. Измерения давления и расхода воздуха осуществлялись с помощью манометра *6* и расходомера *7*. Предварительные акустические измерения в заглушенной камере позволили найти оптимальные условия работы использованных источников звука и определить их акустико-механический к. п. д.

Во время работы амплитуда звукового давления и частота контролировались сферическим титанато-бариевым звукоприемником* *8*. Выходное напряжение звукоприемника после усиления подавалось на вольтметр,



Фиг. 2

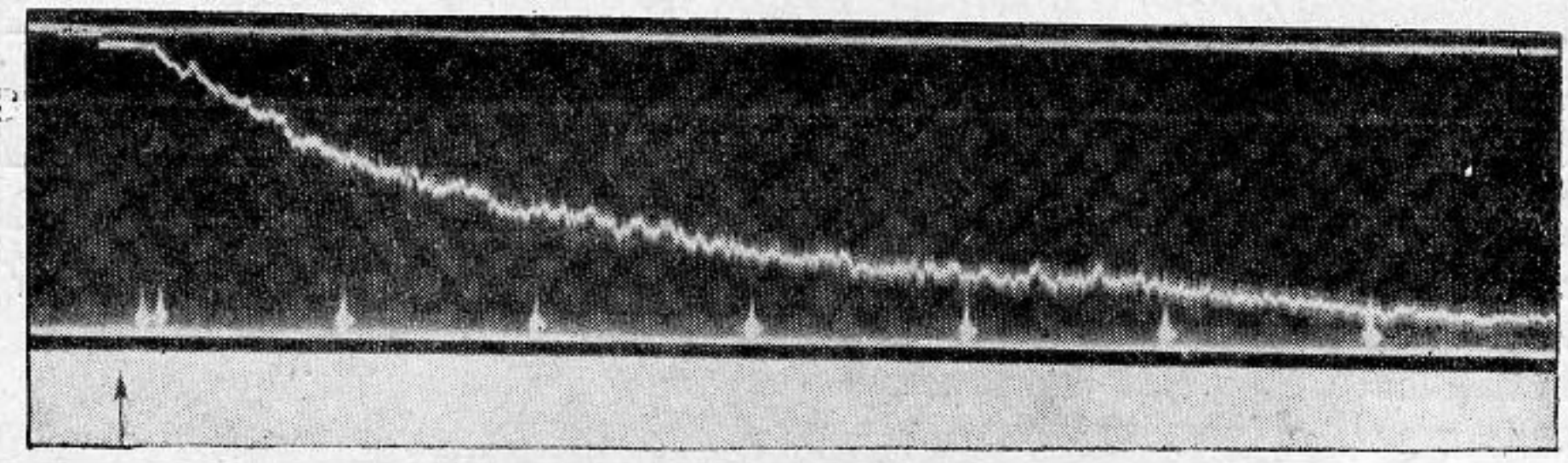
частотомер и осциллоскоп. По форме кривой на осциллоскопе оценивалась величина нелинейных искажений. Звукоприемник можно было перемещать как по высоте камеры, так и в горизонтальных плоскостях, что позволило проверить распределение звукового поля в камере.

Измерение скорости коагуляции и осаждения аэрозоля осуществлялось при помощи нефелометрической установки. Световой пучок от источника света *9*, проходя через систему конденсорных линз, падал на фотоумножитель *10*, питаемый от высокостабилизованного источника напряже-

---

* Калибровка звукоприемника была выполнена во Всесоюзном научно-исследовательском институте метрологии им. Д. И. Менделеева.

ния *11*. Выходной сигнал фотоумножителя подавался на компенсационную схему *12* и далее на шлейфный осциллограф *13* или микроамперметр *14*. По их показаниям возможно было следить за изменениями интенсивности светового пучка, а следовательно, и концентрацией аэрозоля в камере. Для устранения влияния запыленности стенок на показания нефелометра в камере на пути светового луча были сделаны отверстия, закрываемые съемными оптическими стеклами *15*. Запыленность стекол (заменяемых при каждом опыте) была много ниже, чем самих стенок камеры, и учитывалась в окончательных результатах.



Фиг. 3

Когда осаждение аэрозоля проходило сравнительно медленно (малые звуковые давления), снятие нефелограмм осуществлялось с помощью микроамперметра и секундомера, быстрые процессы регистрировались на пленке осциллографа. Образец записи нефелограммы на пленке дан на фиг. 3 (звуковое давление $20 \cdot 10^3$ *бар*, $f = 5$ *кгц*, метки времени через 15 *сек*, момент включения звука отмечен двойной меткой).

Рассмотрим основные соотношения, связывающие показания нефелометра с характеристиками осаждаемого аэрозоля. Для любого момента времени ток фотоумножителя I_Φ связан с интенсивностью светового луча I приблизительно линейной зависимостью $I_\Phi = k\bar{J}$. Ослабление света в объеме, занимаемом аэрозолем, определяется рассеянием на частицах, которое при $\bar{r} \gg \Lambda$ (Λ — длина волны света) пропорционально $n\overline{r^2}$, где n — плотность числа частиц. Ток фотоумножителя в начальный момент и в момент t выражается так:

$$I_{\Phi_0} = I_\infty \exp\left(-\, b l_2 n_0 \overline{r_0^2}\right),$$

$$I_{\Phi_t} = I_\infty \exp\left(-\, b l_2 n_t \overline{r_t^2}\right).$$

Исключая из этих выражений $\exp(-\, b l_2)$, находим

$$I_{\Phi_t} = I_\infty \left(\frac{I_{\Phi_0}}{I_\infty}\right)^{\frac{n_t \overline{r_t^2}}{n_0 \overline{r_0^2}}} = I_\infty \left(\frac{I_{\Phi_0}}{I_\infty}\right)^{\alpha(t)}. \qquad (2)$$

Величина $\alpha(t)$ определяет временное изменение фототока в зависимости от плотности числа частиц и средних квадратов их радиусов. Последние зависят от времени вследствие процессов коагуляции и осаждения. Так как механизм коагуляции точно не известен, то теоретически представляется возможным учесть только осаждение (стоксовское) и для этого простейшего случая вычислить $\alpha(t)$. Взяв элементарный объем на расстоянии h от верхней крышки камеры, можно написать

$$f(rt) = \begin{cases} f_0(r) & \text{для } r \leqslant r_t \\ 0 & \text{для } r \geqslant r_t \end{cases}.$$

Здесь $f_0(r)$ определяется уравнением (1), а $r_t = \sqrt{9\eta h/2g\rho t}$ отвечает стоксовскому радиусу тех частиц, которые к моменту t опустятся на расстояние h и пересекут луч нефелометра (η — вязкость воздуха, ρ — плотность частиц, g — ускорение силы тяжести). Следует заметить, что кажущаяся плотность агрегатов частиц (входящая в формулу для r_t) может быть значительно ниже истинной плотности окиси цинка 5,5 *г/см*^{3}, приближаясь к «насыпной» — 0,5 *г/см*^{3}. Величины, входящие в показатель степени формулы (2), выражаются следующим образом:

$$n_t = \frac{\int\limits_0^{r_t} n_0 f_0(r)\,dr}{\int\limits_0^{\infty} f_0(r)\,dr}, \tag{3}$$

$$\overline{r_0^2} = \frac{\int\limits_0^{\infty} r^2 f_0(r)\,dr}{\int\limits_0^{\infty} f_0(r)\,dr}, \quad \overline{r_t^2} = \frac{\int\limits_0^{r_t} r^2 f_0(r)\,dr}{\int\limits_0^{r_t} f_0(r)\,dr}.$$

Используя эти соотношения, мы получаем

$$\alpha_t = \frac{n_t \overline{r_t^2}}{n_0 \overline{r_0^2}} = \frac{\int\limits_0^{r_t} r^2 f_0(r)\,dr}{\int\limits_0^{\infty} r^2 f_0(r)\,dr}. \tag{4}$$

При логарифмически-нормальном законе распределения размеров частиц интегрирование выражения (4) дает

$$\alpha(t) = \frac{1 + Erf(x)}{2}, \tag{5}$$

где $Erf(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int\limits_0^x e^{-t^2} \cdot dt, \qquad x = \frac{\lg r_t - \lg r_m - 4{,}6 \lg^2 \beta}{\sqrt{2} \lg \beta}.$

Выражение (5) определяет фототок при спонтанном (чисто стоксовском) осаждении в функции времени, параметров аэрозоля, высоты луча нефелометра.

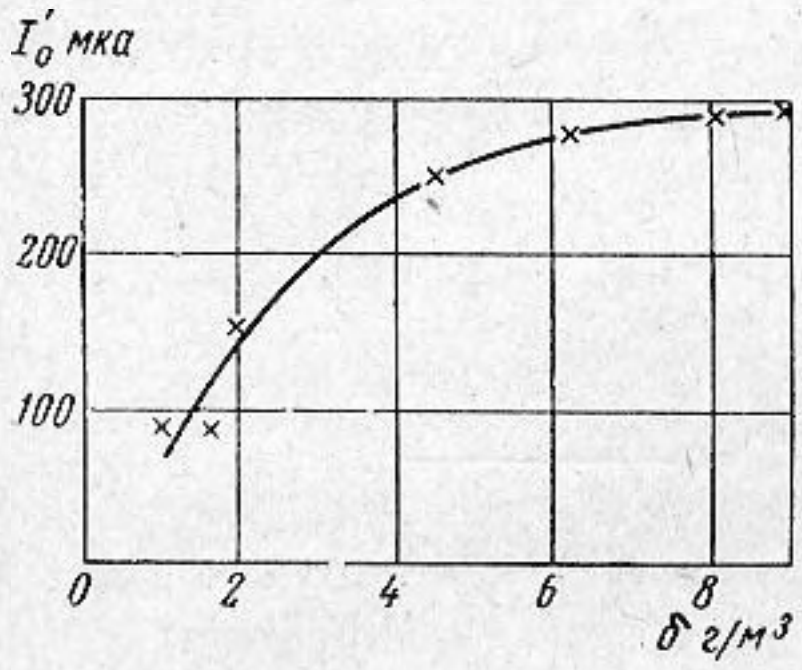
В целях удобства и повышения точности отсчетов при больших концентрациях аэрозоля в нефелометре применена компенсационная схема; поэтому измеряемый ток в любой момент времени определяется разностью компенсирующего тока $I_к$ и тока фотоумножителя $I_t = I_к - I_ф$. Обозначив через $I'_\infty = I_к - I_\infty$ ток при нулевой концентрации аэрозоля и $I'_0 = I_к - I_ф$ ток в момент $t = 0$, при наибольшей концентрации, на основании (2) легко получить

$$I_t = I_к - (I_к - I'_\infty)\left(\frac{I_к - I'_0}{I_к - I_\infty}\right)^{\alpha(t)}. \tag{6}$$

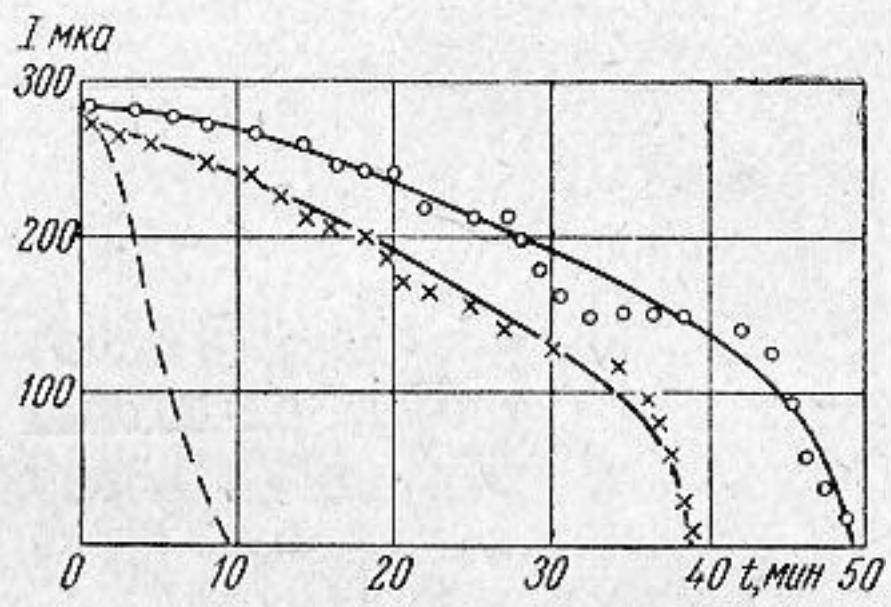
В использованной нами схеме $I_к = 300$ *мка*, $I'_\infty = -95$ *мка*. Значения I_0 для разных начальных концентраций определялись из градуировочной кривой фиг. 4. Последняя была снята путем взвешивания алонжей после забора проб воздуха из камеры.

Стабильность градуировки всей нефелометрической установки проверялась дополнительно перед каждым опытом по стандартным оптическим фильтрам.

Для количественных исследований акустической коагуляции аэрозолей желательно иметь возможно более равномерное распределение звукового поля в рабочей камере. Существенное уменьшение размеров камеры невозможно вследствие снижения точности нефелометра (уменьшается «база» светового луча). Достаточно равномерное звуковое поле имеет место, если $\lambda \ll l_1, l_2, l_3$, т. е. по длине, ширине и высоте камеры укладывается много длин волн, или $\lambda > l_2, l_3$ — режим работы приближается к плоской волне. При указанных выше значениях l_1, l_2, l_3, первый случай реализовался для $f \geqslant 5$ *кгц*, второй — для $f \leqslant 200$ *гц* ($\lambda \geqslant 1{,}7$ *м*).



Фиг. 4



Фиг. 5

Остановимся на результатах эксперимента. Фиг. 5 дает зависимость тока нефелометра от времени для спонтанного процесса. Время осаждения (до концентраций $\sim 0{,}6$ *г/м*³) оказывается весьма значительным, порядка $40 \div 50$ *мин*. Для сопоставления на том же графике пунктиром показана теоретическая кривая, рассчитанная по уравнению (6). Начальная концентрация аэрозоля принята $\delta = 7$ *г/м*³ ($I_0' = 280$ *мка*), плотность частиц $\rho = 1$ *г/см*³, значения r_m и β взяты из функции распределения (фиг. 1). Сравнение теоретической и экспериментальных кривых фиг. 5 указывает на значительную роль конвективных воздушных потоков, сильно замедляющих процесс осаждения аэрозоля. Флюктуации, наблюдаемые на кривых, также следует отнести за счет влияния потоков.

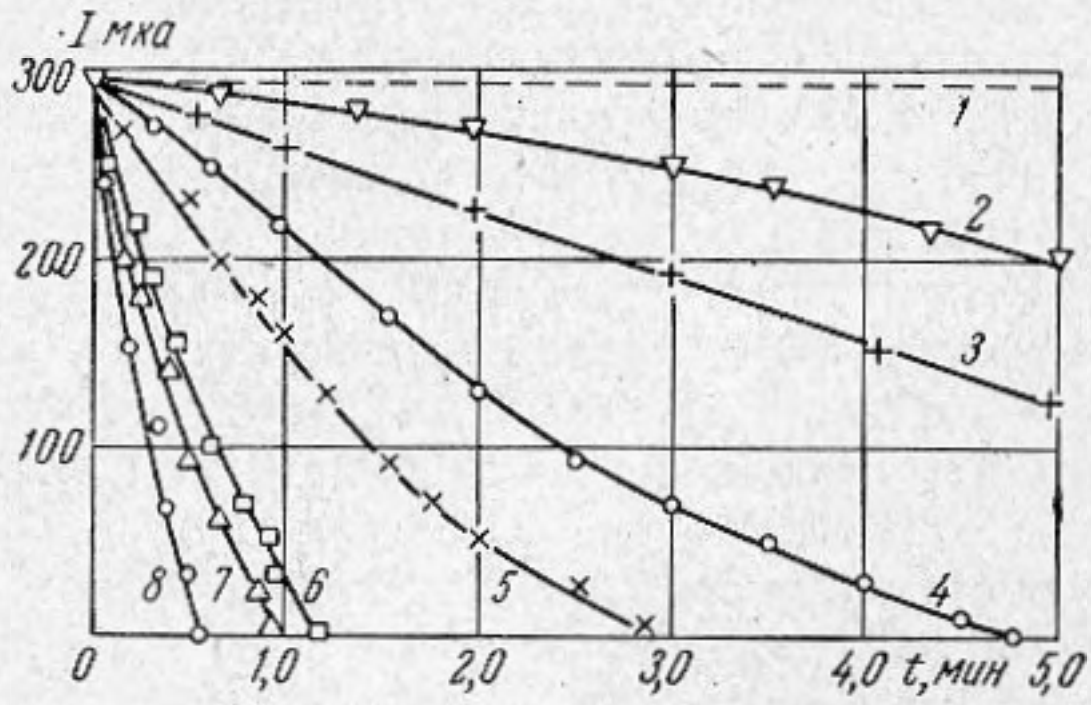
Под действием звуковых колебаний процесс осаждения аэрозоля ускоряется. На фиг. 6 даны кривые осаждения, снятые на частоте 5 *кгц* при разных звуковых давлениях (*1* — $p = 0$; *2* — $2 \cdot 10^3$ *бар*; *3* — $5{,}5 \cdot 10^3$ *бар*; *4* — $11{,}2 \cdot 10^3$ *бар*; *5* — $15 \cdot 10^3$ *бар*; *6* — $23 \cdot 10^3$ *бар*; *7* — $28{,}5 \cdot 10^3$ *бар*; *8* — $34 \cdot 10^3$ *бар*). В области малых давлений процесс осаждения качественно напоминает спонтанный; спадание тока нефелометра во времени происходит сравнительно медленно, особенно в начальном участке, что объясняется слабой коагуляцией аэрозоля и медленным осаждением частиц, расположенных выше луча нефелометра. При больших звуковых давлениях прозрачность аэрозоля быстро возрастает за счет интенсивного укрупнения частиц и их последующего осаждения.

Визуальное наблюдение за ходом процесса осаждения аэрозоля позволило отметить следующие особенности. При незаглушенных стенках камеры наблюдается сильное вихреобразование и отчетливо видно возникновение крупных агрегатов частиц. Процесс осаждения аэрозоля происходит относительно равномерно по всей площади, осевшие на дно камеры частицы собираются в узлах колебательной скорости. При частичном заглушении стенок вихреобразование резко уменьшается, что, однако, не приводит к существенному уменьшению скорости осаждения, регистрируемой по нефелометру (при тех же самых p). Смещение луча нефелометра в горизонтальном направлении также практически не влияет на ход кривых.

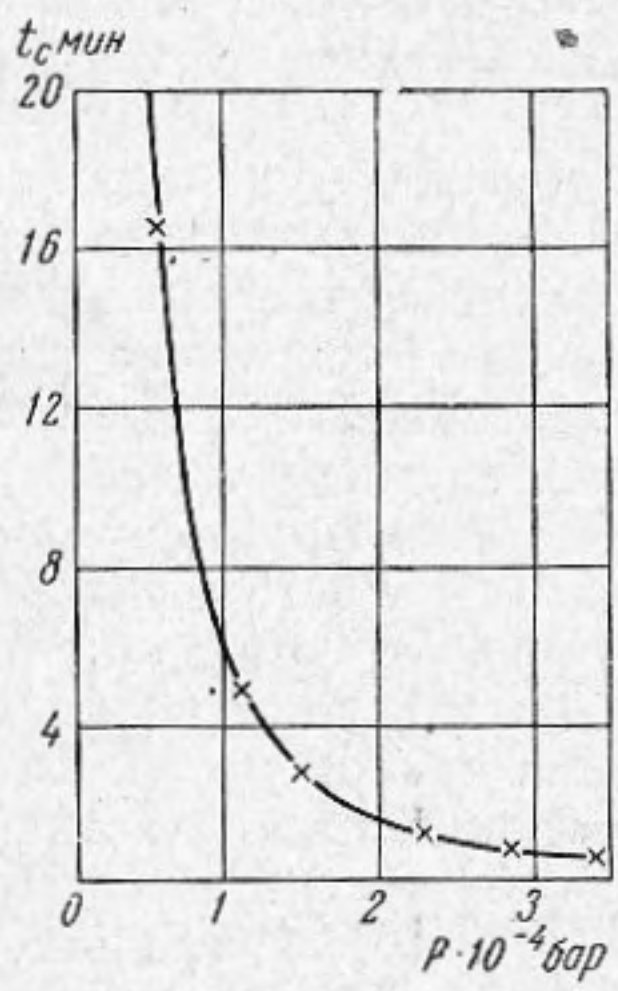
Зависимость времени осаждения аэрозоля t_c в функции от p для $f = 5$ *кгц* дана на фиг. 7. При $p = 34 \cdot 10^3$ *бар*, величина $t_c \approx 35$ *сек*, т. е.

почти на два порядка меньше значения, получаемого в спонтанном процессе. Интересно заметить, что при данной частоте, в области больших звуковых давлений ($p > 10^4$ *бар*) близко соблюдается условие $t_c p^2 = \text{const}$. Последнее говорит о сильном влиянии величины звукового давления на скорость осаждения.

Частотная зависимость скорости осаждения была исследована в широком диапазоне от 200 до 21 000 *гц*. Фиг. 8 дает зависимость от частоты при постоянном $p = 3500$ *бар* и концентрации аэрозоля ~ 5 *г/м*^{3}; по вертикальной оси отложено изменение тока нефелометра в единицу времени. Слабое влияние частоты с не-



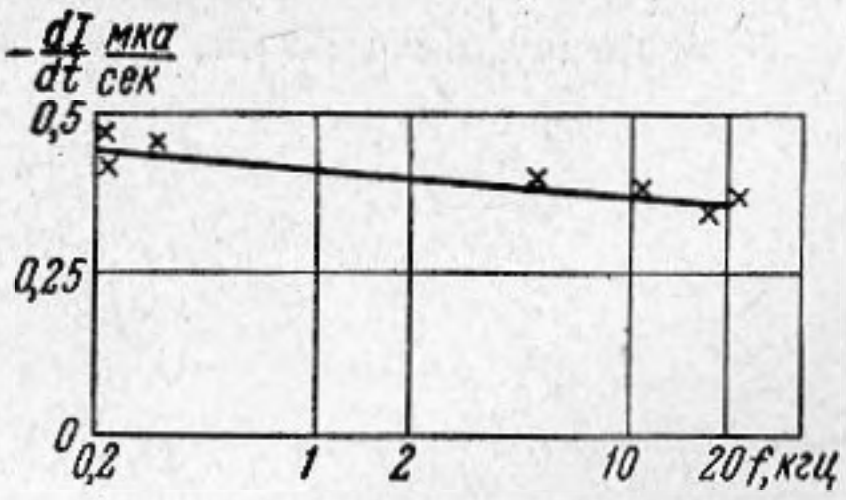
Фиг. 6



Фиг. 7

значительным подъемом кривых в сторону низких частот наблюдалось также и при бóльших звуковых давлениях. Хотя в целом для исследованного нами полидисперсного аэрозоля частотная зависимость оказалась практически не выраженной, было, однако, отмечено, что тонкодисперсная фракция ($r < 1$ *мк*) при низких частотах осаждалась значительно медленнее, чем при высоких. С этой точки зрения представляется вероятным, что широкий спектр распределения размеров частиц приводит к некоторому сглаживанию частотной зависимости скорости осаждения.

Полученные результаты интересны в практическом отношении. Достаточно высокая скорость осаждения на низких частотах позволяет указать один из путей повышения экономической эффективности акустического метода коагуляции аэрозолей — создание низкочастотных установок с высоким к. п. д. Для промышленных целей весьма эффективным может явиться использование частот порядка сотен герц.



Фиг. 8

К настоящему времени не имеется законченной теории для объяснения акустической коагуляции аэрозолей. В связи с этим экспериментальные результаты работы представляют определенный интерес. Так, высокая скорость осаждения при низких частотах заставляет предположить, что механизм коагуляции не может быть объяснен кинговскими силами [2]. Последние, как известно, изменяются обратно пропорционально длине волны (для стоячей волны); элементарные оценки показывают, что на частотах порядка сотен герц силы Кинга слишком малы, чтобы вызвать заметное сближение частиц аэрозоля окиси цинка. Малая роль радиационного давления подтверждается также относительно равномерным оседанием аэрозоля по всему объему камеры.

Движение частиц под действием мощных звуковых колебаний отвечает числам Рейнольдса $\mathrm{Re} \geqslant 1$ и должно рассматриваться с учетом сил осееновского приближения. Как показано Пшенай-Севериным [3] в этом случае эффективным механизмом коагуляции может явиться гидродинамическое взаимодействие. В осееновском режиме гидродинамическое взаимодействие оказывается гораздо более сильным, чем при потенциальном обтекании; в частности, зависимость сил от расстояния R вместо R^{-4} получается R^{-1}. Пшенай-Севериным проведена оценка времени сближения двух частиц одинакового радиуса $r = 1 \div 15$ *мк* и значений $\rho = 1$ *г/см*^{3}, $p = 16 \cdot 10^3 \div 40 \cdot 10^3$ *бар*, $f = 100 \div 15\,000$ *гц*, близко соответствующих условиям настоящей работы. Рассчитанное время сближения при максимальных p может доходить до долей секунды. Последнее является вполне приемлемым для качественного объяснения обнаруженного нами весьма быстрого осаждения аэрозоля окиси цинка при больших звуковых давлениях. Следует, однако, подчеркнуть, что для малых расстояний между частицами эти расчеты неприемлемы. Гидродинамические силы в осееновском приближении, как и ортокинетический механизм [4], должны приводить к выраженным максимумам в частотной зависимости скорости коагуляции. Оптимальные значения f в обоих случаях определяются размерами коагулирующих частиц и по порядку величины не сильно отличаются друг от друга. Так, применительно к нашему случаю, гидродинамические силы для частиц с $r \sim 2$ *мк* дают $f_{\text{опт}} \sim 5 \cdot 10^3$ *гц*, а для $r \sim 6$*мк* $f_{\text{опт}} \sim 5 \cdot 10^2$ *гц*. Естественно, что полидисперсный характер аэрозоля приводит к сглаживанию частотной зависимости. К сожалению, как ортокинетический, так и гидродинамический механизмы коагуляции не разработаны в настоящее время для полидисперсных аэрозолей. Это обстоятельство не позволяет провести количественного сравнения с результатами опытов.

Ленинградский электротехнический институт
им. В. И. Ленина (Ульянова)

Поступила в редакцию
15 ноября 1960 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. А. Фукс. Механика аэрозолей. М., Изд-во АН СССР, 1955.
2. L. King. On the acoustic radiation pressure on spheres. Proc. Roy. Soc., 1934, A 147, 212—240.
3. С. В. Пшенай-Северин. О сближении аэрозольных частиц в звуковом поле под действием гидродинамических сил Осеена. Докл. АН СССР, 1959, 125, 775—778.
4. O. Brandt, H. Freund, E. Hiedemann. Zur Theorie der akustischen Koagulation, Kolloid. Z., 1936, 77, 1, 103.