

09

Эффект фотовращения Квинке

© А.И. Грачев

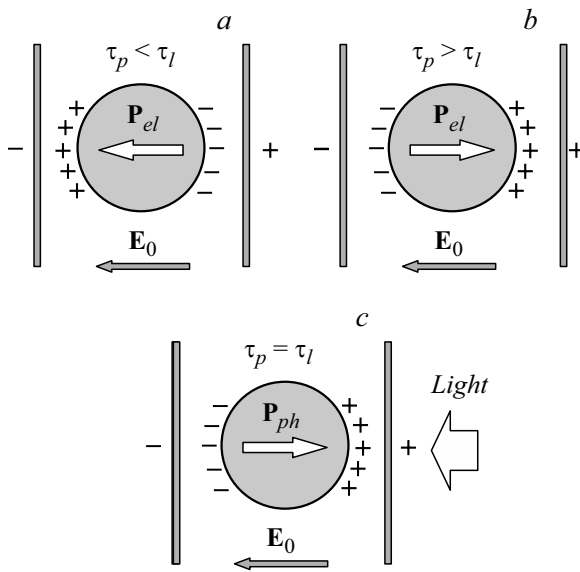
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург,
Россия
E-mail: grach.shuv@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 19 марта 2018 г.

Предложен способ реализации аналога известного эффекта вращения Квинке, который может быть назван фотовращением Квинке. Эффект основан на ранее рассмотренном автором явлении вращения в постоянном электрическом поле сферической частицы в условиях ее непрерывного освещения, индуцирующего электрический дипольный момент.

DOI: 10.21883/PJTF.2018.16.46473.17303

В работе [1], в которой впервые было рассмотрено явление вращения в постоянном электрическом поле сферической частицы в условиях непрерывной фотогенерации ее электрического дипольного момента (фотоиндуцированное вращение — ФИВ), высказано предположение, что одновременное проявление ФИВ и известного эффекта — вращения Квинке (ВК) [2–5] — мало вероятно. Однако данное предположение не совсем корректно. Действительно, при выполнении соотношения $\sigma_p \gg \sigma_l$ (здесь σ_p и σ_l — электрическая проводимость частицы и окружающей ее жидкой среды соответственно), которое является оптимальным для ФИВ, проявление ВК невозможно (см. рисунок, *a*). Однако при противоположном соотношении $\sigma_p < \sigma_l$ (точнее, $\tau_p > \tau_l$, где τ_p и τ_l — максвелловское время релаксации для частицы и жидкой среды соответственно), реализуемом в случае ВК (см. рисунок, *b*), эффект ФИВ также может наблюдаться, хотя при этом неизбежно снижение величины фотоиндуцированного дипольного момента \mathbf{P}_{ph} . Более того, поскольку ФИВ в отличие от ВК проявляется при любой величине внешнего электрического поля \mathbf{E}_0 , оно в чистом виде может реализоваться до значений $E_0 \leq E_c$ (где E_c — величина критического поля для ВК), а в области более высоких полей оба механизма вполне способны работать одновременно. Следует отметить, что при реализации данного сценария спонтанный характер ВК в отношении



Распределение поверхностного заряда и ориентация электрического дипольного момента сферы, отвечающие устойчивому положению сферы (a), условию вращения Квинке (b), условию фотовращения Квинке при предположении отсутствия электрически индуцируемого поверхностного заряда (c).

направления и знака вектора угловой скорости вращения ω будет отсутствовать. Таким образом, реализуется один из возможных вариантов оптического управления (синхронизации) ВК ансамблем частиц (что является предметом отдельной публикации).

Как показано в настоящей работе, механизм ФИВ обеспечивает еще одну любопытную возможность: практически полное его совпадение с ВК в плане особенностей экспериментального проявления последнего, а именно спонтанности ω , необходимости превышения E_0 некой величины, а также наличия зависимости $\omega \sim E_0^2$. Поэтому данное явление с полным основанием может быть названо фотовращением Квинке (ФВК).

Для наиболее эффективного проявления ФИВ требуется, чтобы вектор P_{ph} был ортогонален E_0 , поскольку по мере увеличения (уменьшения) угла $\alpha = \pi/2 \pm \delta$ между указанными векторами величина кру-

тящего момента будет снижаться. В случае адиабатического вращения, удовлетворяющего условию [1]

$$\omega_{ph}\tau_p \ll 1, \quad (1)$$

где ω_{ph} — угловая скорость стационарного вращения, величина последней не зависит от знака δ . Однако для режима неадиабатического вращения указанная симметрия нарушается, поскольку теперь следует учитывать, совпадает ли проекция \mathbf{P}_{ph} на направление вектора \mathbf{E}_0 с направлением электрически индуцируемого дипольного момента сферы \mathbf{P}_{el} или противоположна ему. Это обусловлено тем, что в случае указанного режима сопротивление вращению будет оказывать не только момент \mathbf{T}_{liq} , действующий на сферу со стороны вязкой жидкости, но и \mathbf{P}_{el} (точнее, эффективный дипольный момент, зависящий от ω [3]). Ясно, что при сложении или вычитании указанной проекции векторов \mathbf{P}_{ph} и \mathbf{P}_{el} степень торможения сферы должна быть различной, т.е. значения стационарной скорости вращения будут различаться. В целом будет различаться и динамика вращения, которая будет определяться исходным значением δ , величиной \mathbf{T}_{liq} , а также конкретным видом зависимости от ω оптически и электрически индуцируемых моментов сферы. Однако наиболее ярко обсуждаемая асимметрия проявится в случае коллинеарности \mathbf{P}_{ph} и \mathbf{E}_0 , сопровождающейся их совпадением или противоположной ориентацией, поскольку первый случай отвечает устойчивому состоянию сферы (см. рисунок, *a*), а во втором она может оказаться в условиях неустойчивого равновесия (см. рисунок, *b*), которое при определенных экспериментальных условиях может вызвать вращение сферы, т.е. эффект ФВК.

Рассмотрим экспериментальный случай, когда для сферической частицы (радиуса R), освещаемой со стороны одного из электродов, и окружающей ее жидкости выполняется следующее условие (см. рисунок, *c*):

$$\varepsilon_l\sigma_p - \varepsilon_p\sigma_l = 0, \quad (2)$$

где ε_l и ε_p — диэлектрическая проницаемость жидкости и частицы соответственно. Как указывалось выше, при выполнении условия (2) ВК частицы исключено, что позволяет без нарушения общности более наглядно продемонстрировать физику эффекта ФВК. Действительно, в этом случае поверхностный заряд $Q_r = |-Q_r| = |+Q_r|$, обусловленный диэлектрической поляризацией и проводимостью сферы и

жидкости, будет равен нулю, а следовательно, отсутствует и связанный с ним дипольный момент сферы (отметим, что здесь подразумевается случай относительно малых значений ω , когда дисперсией величин, входящих в (2), можно пренебречь).

На рисунке, c направление распространения светового пучка, как и \mathbf{P}_{ph} , коллинеарно вектору \mathbf{E}_0 , однако направления этих векторов противоположны. Нетрудно понять, что данная геометрия отвечает экспериментальным условиям наблюдения ВК (см. рисунок, b), и поэтому для описания поведения частицы в указанных экспериментальных условиях может быть использован теоретический аппарат, разработанный для ВК [5]. Как и в случае последнего, любой случайный поворот сферы вокруг оси, ортогональной \mathbf{E}_0 , ведет к появлению вращающего момента, стремящегося развить возникшее отклонение. Перерастание случайного поворота сферы в ее устойчивое вращение требует превышения величиной E_0 значения критического поля E_c^{ph} , которое теперь будет определяться следующим выражением:

$$E_c^{ph} = (E_0 \gamma / P_{ph} \tau_p)^{1/2} = E_0 (\omega_{ph} \tau_p)^{-1/2}, \quad (3)$$

где γ — коэффициент трения вращения сферы в данной жидкой среде, а $\omega_{ph} = P_{ph} E_0 \gamma^{-1}$ — введенная выше угловая скорость стационарного адиабатического вращения в том случае, когда $\mathbf{P}_{ph} \perp \mathbf{E}_0$ [1]. Как следует из (3), $E_c^{ph} / E < 1$, если $\omega_{ph} \tau_p > 1$, при этом для скорости стационарного вращения ФВК ω_{pq} может выполняться условие $\omega_{pq} \tau_p \ll 1$, что следует из выражения для случая ВК [3,4]

$$\omega_{pq} = \tau_p^{-1} [(E_0 / E_c^{ph})^2 - 1]^{1/2} = \tau_p^{-1} [\omega_{ph} \tau_p - 1]^{1/2}. \quad (4)$$

Видно, что при незначительном превышении произведением $\omega_{ph} \tau_p$ единицы величина $\omega_{pq} \tau_p$ действительно может быть сколь угодно малой.

Поскольку потеря устойчивости сферы связана с воздействием случайных факторов, направление вектора ω имеет спонтанный характер (при выполнении условия ортогональности оси вращения \mathbf{E}_0). Однако в отличие от ВК в данном случае имеется очевидная возможность управления вращением, для чего достаточно задать небольшой начальный угол между векторами \mathbf{P}_{ph} и \mathbf{E}_0 . Тогда в области полей $E_0 < E_c^{ph}$ должно наблюдаться хотя и относительно слабое, но устойчивое ФИВ, которое начнет трансформироваться в ФВК после достижения величины E_c^{ph} .

Ясно, что этот механизм управления ФВК близок к описанному выше способу оптического управления вектором ω частиц в случае ВК.

Ясно, что нарушение в ту или иную сторону условия (2) не повлияет на возможность реализации ФВК, если остается выполненным неравенство

$$Q_r < Q_{ph}, \quad (5)$$

где $Q_{ph} = |-Q_{ph}| = |+Q_{ph}|$ — фотогенерируемый заряд сферы. В противном случае могут быть реализованы два сценария: сохранение устойчивого положения сферы либо эффект фотостимуляции ВК, который прежде всего выразится в снижении величины критического поля E_c (естественно, сохраняется и возможность указанного выше способа контроля направления ω).

В заключение рассмотрим интересный вопрос, связанный с реализацией ФВК в том случае, когда окружающая частицу среда обладает бесконечно малой вязкостью. Конкретно, это может быть случай сферы, левитирующей в вакууме. Поскольку условие (2) экспериментально нереализуемо, для наблюдения ФВК требуется выполнение неравенства (5), что легко достигается путем выбора необходимого значения E_0 , с учетом того, что теперь $E_c^{ph} = 0$. Динамика движения сферы после начала ее спонтанного (или заданного) вращения будет описываться уравнением

$$J(d\omega/dt) = T_r(\omega), \quad (6)$$

где J — момент инерции сферы, $T_r(\omega)$ — эффективный вращательный момент с учетом электрически индуцируемого дипольного момента. В отсутствие сопротивления со стороны окружающей среды угловая скорость частицы будет непрерывно расти вне зависимости от конкретного вида $T_r(\omega)$. Ясно, что подобный сценарий не может отвечать физической реальности, и поэтому возникает вопрос: каков механизм установления стационарного вращения и какой величины может достигать стационарная угловая скорость? На данный момент можно предложить один из вариантов развития событий: для частиц с $R \sim 10 \text{ nm} - 10 \text{ }\mu\text{m}$ при достижении значений ω , превосходящих $10^{11} - 10^8 \text{ s}^{-1}$, будет превзойден предел удельной прочности материала частиц, что вызовет их механическое разрушение. В принципе указанный вариант может быть использован для экспериментальных исследований прочности частиц микронных и субмикронных размеров в сравнении с макроскопическими образцами того же материала. Следует

также отметить, что реализация столь высоких скоростей вращения может обеспечить экспериментальную базу для наблюдения недавно предсказанного латерального эффекта Казимира [6].

Список литературы

- [1] *Грачев А.И.* // ФТТ. 2018. Т. 60. В. 4. С. 666–669.
- [2] *Quincke G.* // Ann. Phys. Chem. 1896. V. 59. N 11. P. 417–486.
- [3] *Jones T.B.* // IEEE Trans. Ind. Appl. 1984. V. IA-20. N 4. Pt 1. P. 845–849.
- [4] *Turku I.* // J. Phys. A: Math. Gen. 1987. V. 20. N 11. P. 3301–3308.
- [5] *Jones T.B.* // Electromechanics of particles. Cambridge, N.Y.: Cambridge University Press, 1995. 265 p.
- [6] *Manjavacas A., Rodríguez-Fortuño F.J., García de Abajo F.J., Zayats A.V.* // Phys. Rev. Lett. 2017. V. 118. N 13. P. 133605.