

Квантовое излучение Вавилова–Черенкова при движении малой нейтральной частицы параллельно поверхности прозрачного диэлектрика

А. И. Волокитин^{+*×1)}, Б. Н. Й. Перссон⁺²⁾

**Peter Grünberg Institut, Forschungszentrum Jülich, D-52425 Jülich, Germany*

**Самарский государственный технический университет, 443100 Самара, Россия*

× Самарский государственный аэрокосмический университет им. Королева, 443086 Самара, Россия

Поступила в редакцию 17 декабря 2015 г.

После переработки 31 декабря 2015 г.

С использованием полностью релятивистской теории исследуются квантовое излучение Вавилова–Черенкова и квантовое трение при движении малой нейтральной частицы параллельно поверхности прозрачного диэлектрика с коэффициентом преломления n . Излучение возникает при скоростях, больших пороговой, $v > v_c = c/n$. Сила трения в конфигурации частица–пластина выводится из силы трения в конфигурации пластина–пластина в предположении, что одна из пластин существенно разряжена. Уменьшение кинетической энергии частицы вблизи пороговой скорости определяется ее излучением, а вблизи скорости света – мощностью тепла, поглощаемого частицей в системе покоя. В реалистической ситуации мощности квантового и классического излучений Вавилова–Черенкова могут быть сравнимыми.

DOI: 10.7868/S0370274X16040032

Замечательным проявлением взаимодействия между электромагнитным полем и веществом является излучение света заряженной частицей, движущейся с постоянной сверхсветовой скоростью в среде (излучение Вавилова–Черенкова [1–6]). Это излучение нашло широкое применение при детектировании заряженных частиц с высокой энергией в астрофизике и физике элементарных частиц. Данное явление может быть объяснено в рамках классической электродинамики, поскольку движущийся заряд соответствует переменному току. Проблема взаимодействия точечного заряда с электромагнитным полем в веществе может быть сведена к решению уравнения движения гармонического осциллятора под действием внешней силы с частотой

$$\omega = \mathbf{q} \cdot \mathbf{v} = qv \cos \theta = \frac{\omega(q)v \cos \theta}{v_0}, \quad (1)$$

где θ – угол между волновым вектором \mathbf{q} и скоростью \mathbf{v} , $v_0 = c/n$ – фазовая скорость света в среде с коэффициентом преломления n , $\omega(q) = v_0 q$ – собственная частота электромагнитной волны в среде.

При $\omega = \omega(q)$, т.е. при резонансе, амплитуда осцилляторов растет со временем, т.е. возникает излучение. При резонансе

$$\cos \theta = \frac{v_0}{v} < 1. \quad (2)$$

Отсюда следует, что излучение возникает, только если скорость заряда v превышает скорость света в среде: $v > v_0$.

Нейтральная частица при движении с постоянной скоростью тоже может излучать за счет наличия у нее флуктуирующего дипольного момента. Это излучение было предсказано Франком и Гинзбургом [7–9] (см. также [5, 6]). Оно объяснялось аномальным эффектом Доплера. Если частица не имеет внутренних степеней свободы (например, точечный заряд), то энергия излучения определяется изменением кинетической энергии частицы. Однако если частица имеет внутренние степени свободы (скажем, атом), то возможны два типа излучения. Если частота излучения в лабораторной системе отсчета K $\omega > 0$, в системе покоя частицы K' за счет эффекта Доплера частота излучения $\omega' = \gamma(\omega - q_x v)$, где $\gamma = \sqrt{1 - \beta^2}$, $\beta = v/c$. В области нормального эффекта Доплера, когда $\omega' > 0$, энергия излучения определяется уменьшением внутренней энергии частицы. Например, в случае атома происходит переход из возбужденного

¹⁾e-mail: alevolokitin@yandex.ru

²⁾B.N.Y. Persson

состояния $|1\rangle$ в основное состояние $|0\rangle$. В этом случае $\omega' = \omega_0$, где ω_0 – частота возбуждения атома. Области аномального эффекта Доплера соответствует $\omega' < 0$, когда частица становится возбужденной при излучении. Например, атом может испытывать переход из основного состояния $|0\rangle$ в возбужденное состояние $|1\rangle$ при излучении с $\omega' = -\omega_0$. В этом случае закон сохранения энергии требует, чтобы энергии излучения и возбуждения определялись уменьшением кинетической энергии частицы. Таким образом, самовозбуждение системы сопровождается замедлением движения частицы. При движении частицы относительно прозрачной диэлектрической пластины в пластине могут возбуждаться электромагнитные волны с частотой $\omega = v_0 q$. В этом случае условие возникновения излучения имеет вид

$$q_x v = v_0 q + \frac{\omega_0}{\gamma} > v_0 q_x + \frac{\omega_0}{\gamma}.$$

Отсюда следует, что излучение возникает только при выполнении условия $v > v_c = v_0$, что совпадает с условием излучения точечным зарядом. Ввиду квантовой природы излучения, появляющегося при относительном движении нейтральных объектов, оно называется квантовым излучением Вавилова–Черенкова, а трение, возникающее за счет него – квантовым трением. Тесная связь между квантовым излучением Вавилова–Черенкова и квантовым трением обсуждалась в работе [10]. Квантовое трение является предельным случаем трения Казимира, которое возникает за счет квантовых и тепловых флуктуаций электромагнитного поля. Эти же флуктуации ответственны за силы Казимира–Ван-дер-Ваальса–Лифшица [11–13]. Тепловые и квантовые флуктуации плотности тока в одном теле индуцируют плотность тока в другом теле. Взаимодействие между исходной и индуцированной поляризациями ответственно за взаимодействие Казимира–Ван-дер-Ваальса–Лифшица. Когда тела находятся в относительном движении, индуцированный ток отстает от исходного. Это отставание является природой трения Казимира. В настоящее время трение Казимира активно изучается в связи с проблемой бесконтактного трения [14] между телами при отсутствии между ними прямого механического контакта. Бесконтактное трение определяет предел, до которого может быть уменьшено трение, а следовательно, и флуктуации сил. Флуктуации сил важны для ультравысокочувствительной регистрации сил.

Радиационное трение имеет глубокие корни в основании квантовой механики. Сила трения, действующая на нейтральную частицу при движении от-

носительного черного излучения, которое является предельным случаем флуктуирующего электромагнитного поля, изучалось Эйнштейном и Хопфом [15, 16] на заре квантовой механики. Трение, обусловленное электромагнитными флуктуациями, исследовалось в конфигурациях пластина–пластина [14, 17–23], нейтральная частица–пластина [14, 24–35] и нейтральная частица–черное излучение [14, 22, 36–41]. В то время как предсказания теории сил Казимира–Ван-дер-Ваальса–Лифшица были проверены во многих экспериментах [13], детектирование трения Казимира все еще является серьезной проблемой для экспериментаторов. Вместе с тем фрикционное увлечение между квантовыми ямами [42, 43] и графеновыми листами [44, 45], а также вольт-амперные характеристики графена на поверхности полярного диэлектрика SiO_2 [46] были хорошо описаны с использованием теории трения Казимира [23, 47, 48].

Как показано в работе [33], силу трения при движении малой нейтральной частицы параллельно поверхности диэлектрика можно получить из силы трения между двумя пластинами, предполагая одну из пластин достаточно разреженной и состоящей из частиц с электрической поляризуемостью α . Рассмотрим две пластины, имеющие гладкие параллельные поверхности, отделенные вакуумным промежутком шириной d , и движущихся со скоростью v друг относительно друга (см. рис. 1). В системе отсчета K (K')

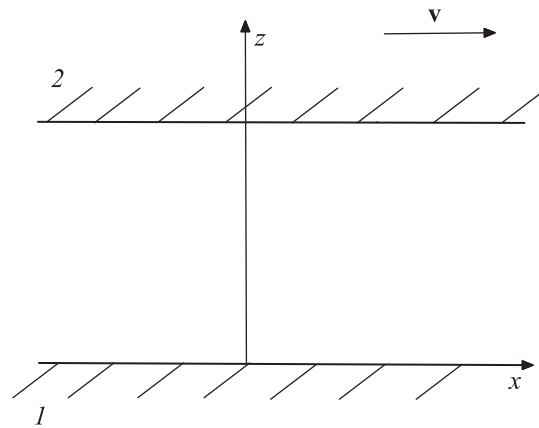


Рис. 1. Относительное скольжение со скоростью v двух полубесконечных пластин с плоскими параллельными поверхностями, отделенными вакуумным промежутком шириной d

пластина 1 (2) покоится, а пластина 2 (1) движется со скоростью v ($-v$) вдоль оси \hat{x} . Согласно полностью релятивистской теории [22] при нулевой температуре сила трения F_{1x} , действующая на пластину 1 (называемая квантовым трением), и мощность излучения

P_1 , поглощаемая пластиной 1 в системе отсчета K , определяются формулами

$$\begin{aligned} & \begin{pmatrix} F_{1x} \\ P_1 \end{pmatrix} = \\ & = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dq_y}{2\pi} \int_0^{\infty} \frac{dq_x}{2\pi} \int_0^{q_x v} \frac{d\omega}{2\pi} \begin{pmatrix} \hbar q_x \\ \hbar \omega \end{pmatrix} \Gamma_{12}(\omega, \mathbf{q}), \quad (3) \end{aligned}$$

где положительная величина

$$\begin{aligned} \Gamma_{12}(\omega, \mathbf{q}) = & -\frac{4}{|\Delta|^2} [(q^2 - \beta k q_x)^2 - \\ & - \beta^2 k_z^2 q_y^2] \{ \text{Im} R_{1p} [(q^2 - \beta k q_x)^2 \text{Im} R'_{2p} |\Delta_{ss}|^2 + \\ & + \beta^2 k_z^2 q_y^2 \text{Im} R'_{2s} |\Delta_{sp}|^2] + (p \leftrightarrow s) \} e^{-2k_z d} \quad (4) \end{aligned}$$

может быть идентифицирована как спектральная скорость фотонной эмиссии,

$$\Delta = (q^2 - \beta k q_x)^2 \Delta_{ss} \Delta_{pp} - \beta^2 k_z^2 q_y^2 \Delta_{ps} \Delta_{sp},$$

$$\Delta_{pp} = 1 - e^{-2k_z d} R_{1p} R'_{2p}, \quad \Delta_{sp} = 1 + e^{-2k_z d} R_{1s} R'_{2p},$$

$k_z = \sqrt{q^2 - (\omega/c)^2}$, $R_{1p(s)} = R_{1p(s)}(\omega, q)$ – амплитуда отражения для поверхности 1 в системе отсчета K для $p(s)$ -поляризованной электромагнитной волны, $R'_{2p(s)} = R_{2p(s)}(\omega', q')$ – амплитуда отражения для поверхности 2 в системе K' отсчета для $p(s)$ -поляризованной электромагнитной волны, $\omega' = \gamma(\omega - q_x v)$, $q'_x = \gamma(q_x - \beta k)$, $\Delta_{ps} = \Delta_{sp} (p \leftrightarrow s)$. Символ $(p \leftrightarrow s)$ обозначает величины, которые могут быть получены из приведенных величин перестановкой индексов “ p ” и “ s ”.

Для разреженной среды диэлектрическая проницаемость близка к единице, т.е. $\varepsilon - 1 \rightarrow 4\pi N\alpha \ll 1$, где N – концентрация частиц в разреженной среде в сопутствующей ей системе отсчета. Коэффициенты отражения для разреженной среды в сопутствующей системе отсчета определяются формулами

$$R_p = \frac{\varepsilon k_z - \sqrt{k_z^2 - (\varepsilon - 1)k}}{\varepsilon k_z + \sqrt{k_z^2 - (\varepsilon - 1)k}} \approx N\pi \frac{q^2 + k_z^2}{k_z^2} \alpha,$$

$$R_s = \frac{k_z - \sqrt{k_z^2 - (\varepsilon - 1)k^2}}{k_z + \sqrt{k_z^2 - (\varepsilon - 1)k^2}} \approx N\pi \frac{q^2 - k_z^2}{k_z^2} \alpha.$$

Так как для разреженной среды $R_{p(s)} \ll 1$, многократным рассеянием электромагнитных волн можно пренебречь. В этом приближении $D_{pp} \approx D_{ss} \approx D_{sp} \approx D_{sp} \approx 1$,

$$\Delta \approx (q^2 - \beta k q_x)^2 - \beta^2 k_z^2 q_y^2 = \frac{(qq')^2}{\gamma^2},$$

$$(q^2 - \beta k q_x)^2 [\text{Im} R'_{2p} |\Delta_{ss}|^2 + \beta^2 k_z^2 q_y^2 \text{Im} R'_{2p} |\Delta_{sp}|^2] \approx$$

$$\approx \frac{(qq')^2}{\gamma^2} \text{Im} R'_{2p} + \beta^2 k_z^2 q_y^2 \text{Im} (R'_{2p} + R'_{2s})$$

и

$$\begin{aligned} \Gamma_{12} = & -4 \left[(\text{Im} R_{1p} \text{Im} R'_{2p} + \right. \\ & + \text{Im} R_{1s} \text{Im} R'_{2s}) \left(1 + \gamma^2 \beta^2 \frac{k_z^2 q_y^2}{q^2 q'^2} \right) + \\ & \left. + \gamma^2 \beta^2 \frac{k_z^2 q_y^2}{q^2 q'^2} (\text{Im} R_{1p} \text{Im} R'_{2s} + \text{Im} R_{1s} \text{Im} R'_{2p}) \right]. \quad (5) \end{aligned}$$

Для того чтобы определить силу трения, действующую на частицу, и мощность поглощаемого ею излучения при ее движении относительно диэлектрика в системе K , в формуле (5) необходимо считать разреженную среду 2. Поскольку в случае разреженной среды 2 сила трения F_{2x} , действующая на частицу в системе отсчета K , и мощность поглощаемого ею излучения P_2 определяются формулами

$$\begin{pmatrix} F_{2x} \\ P_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -F_{1x} \\ -P_1 \end{pmatrix} = N' \int_d^{\infty} dz \begin{pmatrix} f_x(z) \\ p(z) \end{pmatrix}, \quad (6)$$

где $N' = \gamma N$ – концентрация частиц в среде 2 в системе отсчета K , для силы трения f_x , действующей на частицу, и мощности поглощаемого ею излучения в системе K получаем формулу

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} f_x \\ p \end{pmatrix} = & \frac{1}{\gamma \pi^2} \int d^2 q \int_0^{v q_x} d\omega \begin{pmatrix} \hbar q_x \\ \hbar \omega \end{pmatrix} \frac{e^{-2k_z d}}{k_z} \times \\ & \times [\text{Im} R_p(\omega) \phi_p + \text{Im} R_s(\omega) \phi_s] \text{Im} \alpha(\omega'), \quad (7) \end{aligned}$$

где

$$\phi_p = (\omega'/c)^2 + 2\gamma^2 (q^2 - \beta^2 q_x^2) \frac{k_z^2}{q^2},$$

$$\phi_s = (\omega'/c)^2 + 2\gamma^2 \beta^2 q_y^2 \frac{k_z^2}{q^2}.$$

Уравнения (7) согласуются с результатами, полученными в работах [27, 34]. Однако, как показано в работах [22, 40], ускорение и нагрев частицы определяются силой трения f'_x и мощностью поглощаемого излучения p' в системе покоя частицы K' . Эти величины можно получить, предполагая разреженной среде 1. Учитывая, что

$$\begin{pmatrix} F'_{2x} \\ P'_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -F_{1x} \\ P_1 \end{pmatrix} = N \int_d^{\infty} dz \begin{pmatrix} f'_x(z) \\ p'(z) \end{pmatrix}, \quad (8)$$

получим

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} f'_x \\ p' \end{pmatrix} = & \frac{1}{\pi^2} \int_0^{\infty} dq_x \int_{-\infty}^{\infty} dq_y \int_0^{q_x v} d\omega \begin{pmatrix} \hbar q_x \\ -\hbar \omega \end{pmatrix} \times \\ & \times \frac{e^{-2k_z d}}{k_z} [\text{Im} R_p(\omega') \phi'_p + \text{Im} R_s(\omega') \phi'_s] \text{Im} \alpha(\omega), \quad (9) \end{aligned}$$

где

$$\phi'_p = (\omega/c)^2 + 2\gamma^2(q'^2 - \beta^2 q_x'^2) \frac{k_z^2}{q'^2},$$

$$\phi'_s = (\omega/c)^2 + 2\gamma^2\beta^2 q_y'^2 \frac{k_z^2}{q'^2}.$$

Связь между различными величинами в системах отсчета K и K' может быть найдена с использованием преобразований Лоренца для тензора энергии импульса, согласно которым

$$F_{2x} = \gamma \left(F'_{2x} + \beta \frac{P'_2}{c} \right), \quad P_2 = \gamma (P'_2 + v F'_{2x}). \quad (10)$$

Подстановка в эти соотношения уравнений (6) и (8) дает

$$f_x = f'_x + \beta \frac{p'}{c}, \quad p = p' + v f'_x. \quad (11)$$

Для движения частицы относительно черного излучения данные соотношения были получены в работе [40]. Из обратных преобразований:

$$F'_{2x} = \gamma \left(F_{2x} - \beta \frac{P_2}{c} \right), \quad P'_2 = \gamma (P_2 - v F_{2x}), \quad (12)$$

следует

$$f'_x = \gamma^2 \left(f_x - \beta \frac{p}{c} \right), \quad p' = \gamma^2 (p - v f_x). \quad (13)$$

Для прозрачного диэлектрика амплитуды отражения определяются формулами Френеля:

$$R_p = \frac{in^2 k_z - \sqrt{n^2(\omega/c)^2 - q^2}}{in^2 k_z + \sqrt{n^2(\omega/c)^2 - q^2}}, \quad (14)$$

$$R_s = \frac{ik_z - \sqrt{n^2(\omega/c)^2 - q^2}}{ik_z + \sqrt{n^2(\omega/c)^2 - q^2}}.$$

В формуле (7) при интегрировании в интервале $0 < \omega < v_x v$ нет ограничений на мнимую часть восприимчивости частицы. Поэтому подынтегральное выражение отлично от нуля только в интервале $v_0 q_x < \omega < q_x v$, в котором отлична от нуля мнимая часть амплитуды отражения. Отсюда пороговая скорость $v_c = v_0$.

Предполагается, что мнимая часть поляризуемости частицы определяется формулой

$$\text{Im}\alpha = R^3 \omega_0^2 \frac{\omega/\tau}{(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + (\omega/\tau)^2},$$

где R – радиус частицы, ω_0 – плазменная частота для частицы, τ – константа затухания. Вблизи резонанса (при $\omega \approx \omega_0$)

$$\text{Im}\alpha = R^3 \omega_0 \frac{\pi}{2} \delta(\omega - \omega_0)$$

и согласно уравнению (9) резонансные вклады в силу трения и мощность радиационного поглощения в системе K' преимущественно определяются вкладами от p -поляризованных волн:

$$f_{xp}^{\text{res}'} = -\frac{\hbar R^3 \omega_0}{4d^4(n^2 - 1)} \frac{v - v_0}{v_0} [3 + 4q_0 d + 2(q_0 d)^2] e^{-2q_0 d}, \quad (15)$$

$$p_p^{\text{res}'} = \frac{\hbar R^3 \omega_0^2}{2d^3(n^2 - 1)} \frac{v - v_0}{v_0} (1 + q_0 d) e^{-2q_0 d}, \quad (16)$$

где $q_0 = (n^2 - 1)\omega_0/(v - v_0)n^2$. В нерезонансной области ($\omega \ll \omega_0$)

$$\text{Im}\alpha = R^3 \frac{\omega}{\omega_0 \tau},$$

и доминирующий вклад опять дают p -поляризованные волны:

$$f_{xp}^{\text{offers}} \approx -\frac{5}{4\pi} \frac{\hbar R^3 v_0^2}{d^6 \omega_0^2 \tau} \frac{n^4}{(n^2 - 1)^3} \left(\frac{v - v_0}{v_0} \right)^3, \quad (17)$$

$$p_p^{\text{offers}} \approx \frac{35}{64\pi} \frac{\hbar R^3 v_0^3}{d^6 \omega_0^2 \tau} \frac{n^6}{(n^2 - 1)^4} \left(\frac{v - v_0}{v_0} \right)^4, \quad (18)$$

где $q_0 = (n^2 - 1)\omega_0/(v - v_0)n^2$. Из уравнений (15)–(18) следует, что вблизи пороговой скорости $p' \ll \ll f'_x c$. Таким образом, из уравнения (11) следует, что $f_x \approx f'_x$. Это согласуется с результатами, полученными в работе [35], $p \approx f_x v$. В данном случае излучаемая частицей мощность в системе K в основном определяется изменением ее кинетической энергии, а изменение внутренней энергии и изменение массы покоя частицы являются малыми. Нерезонансный вклад в силу трение от интервала $\omega \ll \omega_0$ оказывается существенным только вблизи пороговой скорости $((v - v_0)/v_0 \ll 1)$, а вдали от нее доминирует резонансный вклад от $\omega \approx \omega_0$, что было уже отмечено в работе [35].

Сила трения, действующая на элементарный заряд e за счет классического излучения Вавилова–Черенкова, определяется хорошо известной формулой [49]:

$$f_x^{\text{clas}} = -\frac{e^2}{2\beta d^2} \frac{1}{n^2 - 1} \left[\frac{n^2 \gamma}{\sqrt{\gamma^2 + n^2}} - \frac{\sqrt{n^2 - 1}}{\gamma} - \beta \right]. \quad (19)$$

Рис. 2 показывает эту силу (синяя линия) и силу трения за счет квантового излучения Вавилова–Черенкова для нейтральной наночастицы из серебра с радиусом $R = 4$ нм с диссипацией (красная линия, $\tau^{-1} = 2.4 \cdot 10^{14} \text{ c}^{-1}$) и без диссипации (зеленая линия, $\tau^{-1} = +0$) для расстояния $d = 10$ нм. Вдали от пороговой скорости указанные силы оказываются одного порядка.

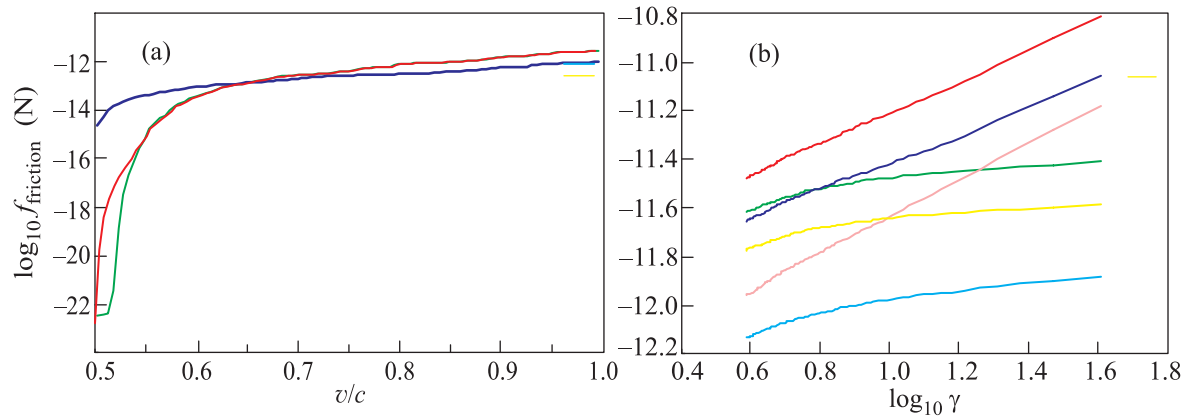


Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимости от скорости относительного скольжения силы трения, действующей на наночастицу из серебра и элементарный заряд e при движении параллельно прозрачному диэлектрику. Радиус частицы $R = 4$ нм, расстояние $d = 10$ нм, коэффициент преломления диэлектрика $n = 2$. (a) – Красная и зеленая линии показывают силы трения для частицы с диссипацией ($\tau^{-1} = 2.4 \cdot 10^{14} \text{ c}^{-1}$) и без диссипации ($\tau^{-1} = +0$) соответственно. Синяя линия – сила трения, действующая на элементарный заряд e . (b) – Красная, синяя и розовая линии показывают полную силу трения и вклады от p - и s -поляризованных волн соответственно в системе покоя частицы K' в ультрарелятивистском случае ($\gamma \gg 1$). Зеленая, желтая и голубая линии – то же самое, но в лабораторной системе K

В ультрарелятивистском пределе ($\gamma \gg 1$)

$$\begin{aligned} \text{Im}\alpha(\omega') &= -\frac{\pi}{2}\omega_0 R^3 \delta(\omega' + \omega_0) = \\ &= -\frac{\pi}{2\gamma} \frac{\omega_0 R^3}{v} \delta\left(q_x - \frac{\omega}{v} - \frac{\omega_0}{\gamma v}\right) \end{aligned} \quad (20)$$

и вклады в силу трения и мощность излучения, поглощаемого частицей, для s - и p -поляризованных волн в системе K определяются формулами

$$f_{sx} = -\frac{3\hbar\omega_0 R^3}{2d^4(n+1)} \left[1 + \left(\frac{\omega_0 d}{cd\gamma}\right) C\right], \quad p_s = -\frac{3\hbar v\omega_0 R^3}{2d^4(n+1)}, \quad (21)$$

$$\begin{aligned} f_{px} &= -\frac{3\hbar\omega_0 R^3}{2d^4} \frac{n}{n+1} \left[1 + \left(\frac{\omega_0 d}{cd\gamma}\right) C'\right], \\ p_p &= -\frac{3\hbar v\omega_0 R^3}{2d^4} \frac{n}{n+1}, \end{aligned} \quad (22)$$

где

$$\begin{aligned} C &= \frac{2}{3\pi} \sqrt{\frac{n+1}{n-1}} \left[\frac{n}{\sqrt{n^2-1}} \tanh^{-1} \frac{\sqrt{n^2-1}}{n} - 1 \right], \\ C' &= \frac{2}{3\pi} n \sqrt{\frac{n+1}{n-1}} \left[\frac{n^2}{\sqrt{n^4-1}} \tanh^{-1} \frac{\sqrt{n^4-1}}{n^2} - \right. \\ &\quad \left. - \frac{n}{\sqrt{n^2-1}} \tanh^{-1} \frac{\sqrt{n^2-1}}{n} \right]. \end{aligned}$$

В системе K' сила трения и тепло, поглощаемое частицей, могут быть получены из соответствующих величин в системе K с помощью преобразо-

ваний Лоренца (13). Например, для вклада от s -поляризованных волн

$$f'_s = \gamma^2(f_s - \beta p_s) \approx -\frac{3\hbar\omega_0 R^3}{2d^4(n+1)} \left[1 + C\gamma \frac{\omega_0 d}{cd}\right] \quad (23)$$

и

$$p'_s = \gamma^2(p_s - v f_s) \approx \frac{3\hbar v\omega_0 R^3}{2d^4(n+1)} C\gamma \frac{\omega_0 d}{cd}. \quad (24)$$

Таким образом, в противоположность системе K , где сила трения и мощность излучения частицей являются конечными, в системе K' сила трения и мощность поглощаемого тепла расходятся $\sim \gamma$. Эти результаты могут быть также получены с помощью прямых вычислений в системе K' . Мощность излучения $-p$ в основном определяется мощностью силы трения $f_x v$ в лабораторной системе отсчета. Так как $-p \ll p'$, скорость изменения кинетической энергии в этом пределе главным образом определяется мощностью тепла, поглощаемого частицей в системе покоя. Однако при стационарном движении частицы с постоянной температурой $p' = 0$, силы трения в системах K и K' равны и скорость изменения кинетической энергии $p = f_x v$.

Заключительные замечания. В настоящей работе квантовое излучение Вавилова–Черенкова изучалось в конфигурации частица–пластина с использованием полностью релятивистской теории. Излучение возникает при скорости частицы, большей пороговой, $v_c = c/n$. Силы трения вычислялись в системе покоя частицы и в лабораторной системе отсчета исходя из

силы трения в конфигурации пластина–пластина в предположении одной из пластин существенно разреженной. Вблизи пороговой скорости разница между силами трения в разных системах отсчета невелика, т.е. излучение главным образом определяется уменьшением кинетической энергии частицы и основной вклад дают p -поляризованные электромагнитные волны. Однако вблизи скорости света разница между силами трения в разных системах отсчета становится значительной. Последнее связано с существенным изменением массы покоя частицы в этом случае, когда уменьшение кинетической энергии частицы в основном определяется мощностью ее нагрева в системе покоя. В равновесном состоянии, когда температура частицы постоянна, силы трения в разных системах отсчета становятся равными и мощность силы равна мощности излучения. В реалистической ситуации силы трения за счет классического и квантового излучений Вавилова–Черенкова могут быть одного порядка. Поэтому квантовое излучение Вавилова–Черенкова и обусловленное им квантовое трение могут детектироваться с помощью тех же экспериментальных методов, что и классическое излучение Вавилова–Черенкова.

Работа поддержана Минобрнауки РФ в рамках программы повышения конкурентоспособности СГАУ на 2013–2020 гг. и РФФИ (грант # 14-02-00384-а).

1. P. A. Cherenkov, Dokl. Akad. Nauk. SSSR **2**, 451 (1934) [Comptes. Rendus Acad. Science USSR **2**, 451 (1934)].
2. S. I. Vavilov, Dokl. Akad. Nauk. SSSR **2**, 457 (1934) [Comptes. Rendus Acad. Science USSR **2**, 457 (1934)].
3. P. A. Cherenkov, Phys. Rev. **52**, 378 (1937).
4. I. E. Tamm and I. M. Frank, Dokl. Akad. Nauk. SSSR **14**, 107 (1937) [Comptes. Rendus Acad. Science USSR **14**, 107 (1937)].
5. I. E. Tamm, Usp. Phys. Nauk **68**, 387 (1959); Science **131**, 206 (1960).
6. V. L. Ginzburg, Phys. Usp. **39**, 973 (1996).
7. I. M. Frank, J. Phys. USSR **7**, 49 (1943).
8. V. L. Ginzburg, J. Phys. USSR **9**, 353 (1945).
9. I. M. Frank and V. L. Ginzburg, J. Phys. (USSR) **9**, 353 (1945).
10. M. F. Maghrebi, R. Golestanian, and M. Kardar, Phys. Rev. A **88**, 042509 (2013).
11. H. B. G. Casimir, Proc. K. Ned. Akad. Wet. **51**, 793 (1948).
12. E. M. Lifshitz, ZhETF **29**, 94 [(1955) [Sov. Phys. JETP **2**, 73 (1956)]].
13. *Casimir Physics*, ed. by D. A. R. Dalvit, P. Milonni, D. Roberts, and F. da Rose, Springer, Berlin (2011).
14. A. I. Volokitin and B. N. J. Persson, Rev. Mod. Phys. **79**, 1291 (2007).
15. A. Einstein and L. Hopf, Ann. Phys. (Leipzig) **33**, 1105 (1910).
16. A. Einstein, Phys. Z **18**, 121 (1917).
17. J. B. Pendry, J. Mod. Opt. **45**, 2389 (1998).
18. J. B. Pendry, J. Phys.: Cond. Mat. **9**, 10301 (1997).
19. A. I. Volokitin and B. N. J. Persson, J. Phys.: Cond. Mat. **11**, 345 (1999).
20. A. I. Volokitin and B. N. J. Persson, Phys. Rev. Lett. **91**, 106101 (2003).
21. A. I. Volokitin and B. N. J. Persson, Phys. Rev. B **68**, 155420 (2003).
22. A. I. Volokitin and B. N. J. Persson, Phys. Rev. B **78**, 155437 (2008).
23. A. I. Volokitin and B. N. J. Persson, Phys. Rev. Lett. **106**, 094502 (2011).
24. M. S. Tomassone and A. Widom, Phys. Rev. B **56**, 4938 (1997).
25. A. I. Volokitin and B. N. J. Persson, Phys. Rev. B **65**, 115419 (2002).
26. G. V. Dedkov and A. A. Kyasov, Phys. Lett. A **339**, 212 (2005).
27. G. V. Dedkov and A. A. Kyasov, J. Phys.: Cond. Mat. **20**, 354006 (2008).
28. G. Barton, New J. Phys. **12**, 113045 (2010).
29. J. S. Høye and I. Brevik, Entropy **15**, 3045 (2013).
30. J. S. Høye and I. Brevik, Eur. Phys. J. D **68**, 61 (2014).
31. M. F. Maghrebi, R. Golestanian, and M. Kardar, Phys. Rev. D **87**, 025016 (2013).
32. F. Intravaia, R. O. Behunin, and D. A. R. Dalvit, Phys. Rev. A **89**, 050101(R) (2014).
33. A. I. Volokitin and B. N. J. Persson, New J. Phys. **16**, 118001 (2014).
34. G. Pieplow and C. Henkel, New J. Phys. **15**, 023027 (2013).
35. G. Pieplow and C. Henkel, J. Phys.: Cond. Mat. **27**, 214001 (2015).
36. V. Mkrtchian, V. A. Parsegian, R. Podgornik, and W. M. Saslow, Phys. Rev. Lett. **91**, 220801 (2003).
37. G. V. Dedkov and A. A. Kyasov, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B **268**, 599 (2010).
38. G. Lach, M. DeKieviet, and U. D. Jentschura, Phys. Rev. Lett. **108**, 043005 (2012).
39. U. D. Jentschura, G. Lach, M. De Kieviet, and K. Pachucki, Phys. Rev. Lett. **114**, 043001 (2015).
40. A. I. Volokitin, Phys. Rev. A **91**, 032505 (2015).
41. А. И. Волокитин, Письма ЖЭТФ, **101**, 479 (2015).
42. T. J. Gramila, J. P. Eisenstein, A. H. MacDonald, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, Phys. Rev. Lett. **66**, 1216 (1991).
43. U. Sivan, P. M. Solomon, and H. Shtrikman, Phys. Rev. Lett. **68**, 1196 (1992).

44. S. Kim, I. Jo, J. Nah, Z. Yao, S.K. Banerjee, and E. Tutuc, *Phys. Rev. B* **83** 161401 (2011).
45. R.V. Gorbachev, A.K. Geim, M.I. Katsnelson, K.S. Novoselov, T. Tudorovskiy, T.V. Grigorieva, A.H. MacDonald, K. Watanabe, T. Taniguchi, and L.P. Ponomarenko, *Nat. Phys.* **8**, 896 (2012).
46. M. Freitag, M. Steiner, Y. Martin, V. Perebeinos, Z. Chen, J. C. Tsang, and P. Avouris, *Nano Lett.* **9**, 1883 (2009).
47. A. I. Volokitin and B. N. J. Persson, *J. Phys.: Cond. Mat.* **13**, 859 (2001).
48. A. I. Volokitin and B. N. J. Persson, *EPL* **103**, 24002 (2013).
49. B. M. Bolotovskii, *Sov. Phys. Usp.* **4**, 781 (1962).