Письма в ЖЭТФ, том 123, вып. 11, с. 799 – 803 © 2026 г. 10 июня

О каналировании атомных пучков кэВ-ных энергий в плоских и цилиндрических каналах[1)]

Г. В. Дедков[2)]

Кабардино-Балкарский государственный университет, 360004 Нальчик, Россия

Поступила в редакцию 7 апреля 2026 г.
После переработки 27 апреля 2026 г.
Принята к публикации 27 апреля 2026 г.

В статье рассматривается прохождение (каналирование) ускоренного пучка нейтральных атомов Na с энергиями 25–100 кэВ и поперечными энергиями 0.5–2 эВ в широких цилиндрических и плоских каналах алюминия с гладкой аморфной поверхностью стенок. Показано, что при отношении длины к ширине (радиусу) канала порядка 100 доля тормозных потерь атомов, обусловленных диссипативной силой Ван-дер-Ваальса, может составлять более 50 % с общей относительной потерей энергии (в цилиндрических каналах) на уровне 0.1–2 %.

DOI: 10.7868/S3034576626060060

В недавнем сообщении [1] рассматривалось скользящее взаимодействие нейтрального пучка атомов (Na, K) кэВ-ных энергий с гладкой поверхностью аморфного алюминия. Было показано, что при поперечной энергии 0.3–3 эВ доминирующий или весьма заметный вклад в энергетические потери атомов, отраженных от поверхности, обусловлен диссипативной силой (силой трения) Ван-дер-Ваальса (Казимира–Лифшица) на участках траектории, удаленных от поверхности на расстояния $z \geq 2\,\text{Å}$. При общей энергии пучка $E = 50$ кэВ и поперечной энергии $E_\perp = 1$ эВ соответствующая величина угла скольжения составляет ~ 5 мрад, а ожидаемая ван-дер-ваальсова потеря энергии δE имеет величину порядка единиц–десятков эВ.

Экспериментальное обнаружение и измерение сил трения Ван-дер-Ваальса является приоритетной задачей фундаментального значения. В этой связи большую роль может играть увеличение отношения $\delta E/E$ за счет увеличения кратности отражений атомов при прохождении (каналировании) в прямых плоских или цилиндрических каналах (или капиллярах) различного типа [1–3].

Практическая реализация схемы многократных малоугловых отражений с контролем энергии выходящего пучка в перспективе открывает путь к созданию новых типов детекторов ускоренных частиц в лабораторных или космических условиях. В частности, недавно обсуждалась возможность детектирования гипотетических частиц темной энергии (WIMP-ов) с помощью ориентированного массива нанотрубок, открытых с одного конца [4–6]. В результате упругого рассеяния WIMP-ов с энергией ~ 11 ГэВ на нанотрубках, выбиваемые из стенок атомы углерода с энергией порядка ~ 10 кэВ будут захватываться в цилиндрические каналы системы или отражаться от их стенок, двигаясь в пространстве между нанотрубками. Наименьшие потери энергии, но зато наибольшую длину пробега будут иметь те атомы, которые движутся в режиме скользящих взаимодействий со стенками. Детектирование именно этих атомов представляется наиболее перспективным, поэтому необходима детальная информация о тормозных потерях при скользящих взаимодействиях атомов (и ионов) со стенками каналов.

Целью работы является анализ прохождения нейтральных атомных пучков кэВ-ных энергий в цилиндрических и плоских каналах с большим аспектным отношением $L/a \gg 1$ (L – длина, a – радиус цилиндрического канала или ширина плоской щели) и сравнение эффективности их прохождения при многократных отражениях. Попутно обсуждаются возможные параметры детектирующей системы для измерения силы трения Ван-дер-Ваальса по величине энергетических потерь прошедших частиц.

Общие соотношения. В отличие от классического каналирования в кристаллах или нанотрубках малого диаметра [7–10], траектории движения атомов в пространстве между стенками широких цилиндрических или плоских каналов состоят из отрезков ломаных линий [3]. При этом минимальные расстоя-

[1)]См. дополнительный материал к данной статье на сайте нашего журнала www.jetpletters.ru

[2)]e-mail: gv_dedkov@mail.ru

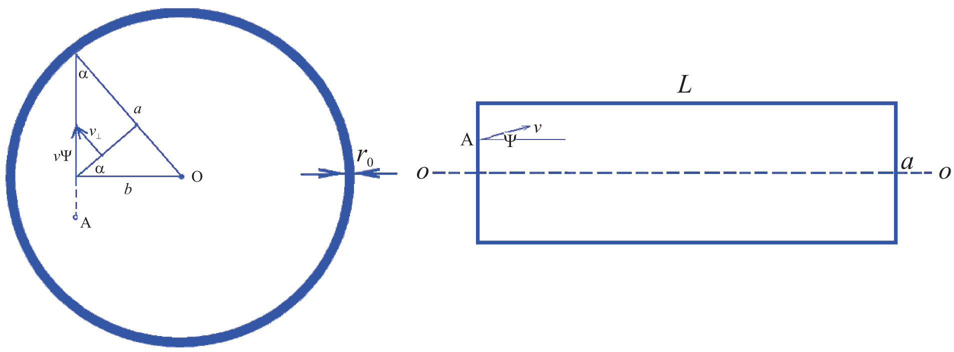

Рис. 1. (Цветной онлайн) Схема движения атома A в цилиндрическом (справа и слева) и в плоском (справа) канале. Пунктирная линия показывает начало поперечной траектории атома A в торцевом сечении, r_0 соответствует пристеночной области с шириной ~ 2 A для близких столкновений с атомами стенок. Масштаб произвольный

ния атомов от стенок зависят от точек входа в канал. Пусть направление плоского однородного пучка составляет угол $\psi \ll 1$ с осью цилиндрического канала, а прицельный параметр атома относительно центра равен b (рис. 1). Узкая пристеночная зона расстояний от стенок с шириной $r_0 \sim 2$ Å соответствует той области, попадая в которую в момент входа в канал или при последующем движении, атомы с большой вероятностью выходят из режима каналирования из-за близких столкновений с атомами стенок. Атомы вне пристеночной области (начальное положение одного из них отмечено точкой A) получают поперечную по отношению к стенке канала скорость $v_\perp = v\sin\psi\sin\alpha \approx v\psi\sqrt{1-b^2/a^2}$, где $v = (2E/M)^{0.5}$, M – масса атома. Скорость $v_\perp$ определяет высоту потенциального барьера $Mv_\perp^2/2 \cong E\psi^2(1-b^2/a^2)$ при отражении и минимальное расстояние r_m от стенки, являющееся решением уравнения

$$U(r_m) = E\psi^2(1-b^2/a^2), \tag{1}$$

где $U(r)$ – потенциал взаимодействия атома со стенками, включающий короткодействущий вклад $U_a(r)$ атом-атомного взаимодействия и зеркальный (поляризационный) вклад $U_m(r)$. Вкладом ван-дер-ваальсовых сил притяжения в общем потенциале $U(r)$ можно пренебречь при условии $E_\perp \gg U_W$, где U_W-характерная энергия ван-дер-ваальсова взаимодействия (0.01–0.03 эВ).

Распределение $P(b)$ по прицельным параметрам атомов однородного пучка, падающего на торцевое сечение цилиндрической трубки, имеет вид

$$\frac{dP}{db} = \frac{4}{\pi a}\sqrt{1-b^2/a^2}. \tag{2}$$

Поперечная к оси канала скорость атома изменяется по величине и направлению только вблизи точек отражения, а прямолинейные отрезки траектории между двумя столкновениями со стенками атом с прицельным параметром b проходит с постоянной скоростью $\sim v\psi$ за время $\tau = 2\sqrt{a^2-b^2}/v\psi$. Полное число N столкновений со стенками трубки длиной L равно

$$N(b) = \frac{L\psi}{2a\sqrt{1-b^2/a^2}}, \tag{3}$$

а потеря энергии определяется выражением

$$\delta E(b) = \frac{2N(b)}{\psi}\int\limits_{r_m}^{\infty} dr \frac{F(r)}{\sqrt{1-U(r)/E_\perp}}, \tag{4}$$

где $F(r)$ – сила торможения. Учитывая (2)–(4), средняя потеря энергии, теряемая одним атомом при прохождении трубки длиной L, будет

$$\Delta E(E_\perp) = \int db\,\delta E(b)\frac{dP}{db} =$$

$$= \frac{4L}{\pi a^2}\int\limits_0^{a-r_0} db \int\limits_{r_m(b,E_\perp)}^{\infty} dr \frac{F(r)}{\sqrt{1-U(r)E_\perp}}. \tag{5}$$

Величина $r_m = r_m(b, E_\perp)$ при $E_\perp = E\psi^2$, где ψ – начальный угол скольжения, является решением уравнения (1). Верхний предел внешнего интеграла (5) исключает пристеночную область прицельных параметров $a - r_0 \le b \le a$ (рис. 1), соответствующую близким столкновениям атомов с атомами стенок. Эти атомы не будут детектироваться на выходе из достаточно длинной трубки. Для атомов с прицельными параметрами $0 \le b < a - r_0$ можно пренебречь ядерными тормозными потерями и рассеянием на большие углы, как и в случае отражения от плоской поверхности.

В отличие от цилиндрического канала, общую среднюю потерю энергии атома при прохождении плоского канала с шириной a и длиной L запишем в виде

$$\Delta E(E_\perp) = \tag{6}$$

$$= \frac{L}{a}(1-2r_0/a) \int\limits_{r_m(E_\perp)}^{\infty} dz \frac{F(z)+F(a-z)}{\sqrt{1-(U(z)+U(a-z))/E_\perp}},$$

где $F(z)$ и $U(z)$ – сила торможения и потенциал взаимодействия с одной стенкой [1]. Расстояние $r_m(E_\perp)$ определяется из уравнения (1) при $b = 0$. Для широких щелей ($a \gg r_0$) в (6) можно оставить только те компоненты сил и потенциалов, которые соответствуют взаимодействию с одной стенкой.

Потенциалы взаимодействия и силы торможения. Для дальнейших целей используем непрерывное приближение для потенциала $U_a(r)$ на основе атом-атомного потенциала $V_a(r)$ Фирсова–Мольер [11, 12] с соответствующей длиной экранирования, и распределение плотности атомных электронов Томаса–Ферми–Мольер [11]. Предполагая, что цилиндрическая трубка имеет толщину h стенок ($a \ll h \ll L$) и плотность атомов n, для потенциала $U_a(r)$ получим (подробнее см. дополнительные материалы)

$$U_a(r) = 4\pi n Z_1 Z_2 a \sum_{i=1}^{3} \frac{c_i}{\lambda_i} I_0(\lambda_i r) K_1(\lambda_i a) \approx$$

$$\approx 2\pi n Z_1 Z_2 \sqrt{a/r} \sum_{i=1}^{3} \frac{c_i}{\lambda_i^2} e^{-\lambda_i (a-r)}. \tag{7}$$

В этой формуле r является радиальным расстоянием атома от оси трубки, $Z_{1,2}$ – заряды ядер налетающего атома и атомов трубки, $I_0(x)$ и $K_1(x)$ – функции Макдональда, $c_i = (0.1, 0.55, 0.35)$, $\beta_i = (6, 1.2, 0.3)$ – коэффициенты в потенциале Мольер, $\lambda_i = \beta_i/a_F$, $a_F = 0.8853(\sqrt{Z_1} + \sqrt{Z_2})^{-2/3} a_B$ – длина экранирования Фирсова. Здесь и везде далее используем атомные единицы $e = \hbar = m_e = 1$, a_B – радиус Бора. Правая часть формулы (7) справедлива при условии $\lambda_i a, \lambda_i r \gg 1$. Полагая в ней $a - r = z$ и $a/r \approx 1$, получим потенциал взаимодействия с гладкой плоской поверхностью [1], где z – расстояние от поверхности. Величина потенциалов взаимодействия и тормозных сил быстро убывает при удалении от стенок каналов, поэтому основной вклад в интегралы (5) и (6) дают области, близкие к точкам отражения. При этом очевидно,что для цилиндрических каналов большого радиуса характер взаимодействия атомов со стенками должен быть аналогичен тому, что имеет место и для плоской поверхности. Детальное рассмотрение скользящих взаимодействий в цилиндрическом канале выходит за рамки данного сообщения и будет проведено позже, а на данном этапе ограничимся локально-плоским приближением, воспользовавшись результатами [1].

Главным отличием цилиндрического канала от плоского является зависимость точки отражения $r_m(b, E_\perp)$ от прицельного параметра b в формуле (5). Величина $r_m(E_\perp)$ в (6) соответствует $r_m(0, E_\perp)$ в (5). Благодаря этому атомы,вошедшие в торцевое сечение цилиндрического канала с разными прицельными параметрами,зондируют пристеночные области на разных расстояниях от стенок, тогда как в плоском канале все атомы будут отражаться от стенок на одинаковом расстоянии $r_m(E_\perp)$. Суммарная сила торможения, аналогично отражению от плоской поверхности [1], включает сумму трех составляющих: $F(r) = F_m(r) + F_{\mathrm{vdw}}(r) + F_e(r)$, где $F_m(r)$ – зеркальная (поляризационная) сила, $F_{\mathrm{vdw}}(r)$ – сила трения Ван-дер-Ваальса, $F_e(r)$ – сила, обусловленная неупругим возбуждением электронов движущегося атома и атомов трубки (аналог силы электронного торможения в плотном веществе [13]). Общие выражения для зеркального потенциала и тормозных сил в локально-плоском приближении приведены в дополнительных материалах и в [1].

Результаты расчета и обсуждение. Численные расчеты проводились для движения атомов натрия в цилиндрической алюминиевой трубке и в плоской щели между гладкими пластинами алюминия. Выбор атомов натрия обусловлен наличием интенсивных дублетов частот поглощения ~ 2.1 и ~ 0.56 эВ и относительно небольшим отношением массы к энергии M/E для увеличения вклада силы трения Ван-дер-Ваальса. Необходимые для расчета значения частот поглощения и сил осцилляторов приведены в [1]. Для диэлектрической проницаемости алюминия, аналогично [1], использовались табличные данные [14] с аппроксимацией Друде для низких частот.

Результаты расчета энергетических потерь для цилиндрического и плоского каналов показаны в табл. 1, 2 и на рис. 2. В трех средних столбцах таблиц приведены вклады отдельных составляющих в расчете на одно отражение, а в последнем – относительные суммарные потери, рассчитанные для 100 отражений. Во всех случаях $E_\perp = E\psi^2$, ψ – начальный угол скольжения. Область действия ван-дер-ваальсовых тормозных сил,вообще говоря, не является точно определенной, но в рамках

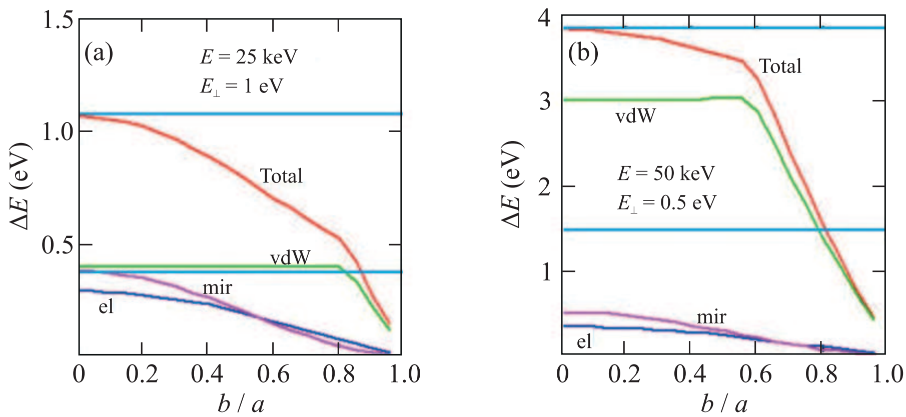

Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимость энергетических потерь атомов Na от прицельного параметра в цилиндрическом канале алюминия (в расчете на одно отражение). Кривые "el", "mir", "vdW", "Total" соответствуют потерям на электронное,зеркальное и ван-дер-ваальсово торможение, "Total" – интегральные потери. Горизонтальные линии показывают величину интегральных потерь в цилиндрическом (нижняя линия) и плоском (верхняя линия) канале

Таблица 1. Тормозные потери атомов Na в цилиндрической трубке Al

E, keV	$E_\perp$, eV	ΔE_{vdw}, eV	ΔE_m, eV	ΔE_e eV	Σ, eV	$100\times\Delta E/E$
25	0.5	0.233	0.038	0.053	0.324	0.00130
	1	0.184	0.104	0.092	0.380	0.00152
	2	0.136	0.442	0.176	0.754	0.00302
50	0.5	1.22	0.138	0.106	1.464	0.00293
	1	0.981	0.518	0.186	1.685	0.00337
	2	0.729	3.20	0.361	4.29	0.00858
100	0.5	11.1	1.14	0.214	12.45	0.0125
	1	9.05	3.72	0.377	13.15	0.0131
	2	6.76	14.9	0.741	22.40	0.0224

дипольного приближения, использованного для этих целей [1], ограничена условием дипольности $r_a \ll r_m(b, E_\perp)$, где r_a – радиус атома Na. Поэтому в расчетах тормозных ван-дер-ваальсовых потерь, аналогично [1], нижний предел внутреннего интеграла (5) ограничивался величиной $\max(4a_B, r_m(b, E_\perp)$. При этом минимальное расстояние r_m от стенок изменялось от $2.31a_B$ для $E = 25$ кэВ при $b = 0$, $E_\perp = 2$ эВ, до $2.35a_B$ для $E = 100$ кэВ (при тех же условиях). Во всех случаях предполагалось, что атомы Na оставались в нейтральном состоянии.

Как следует из приведенных результатов, общие и отдельные составляющие потерь энергии в плоском канале в два-три раза выше по сравнению с цилиндрическим каналом. При этом вклад сил трения Ван-дер-Ваальса всегда составляет заметную величину (более 50 % при $E_\perp = 0.5$ эВ и около 10 % в наихудшем случае при $E_\perp = 2$ эВ). Таким образом, величина энергетических потерь является индикатором тормозных сил, минимальных расстояний атомов от стенок, поперечной энергии и угла скольжения. Учет малоуглового рассеяния при отражениях требует отдельного рассмотрения, но можно ожидать некоторого увеличения деканалирования и уменьшения общего числа прошедших частиц с одновременным снижением средних энергетических потерь на одну частицу.

Детектирующая система может состоять из связки цилиндрических трубок (капилляров) или из стопки (возможно,двух взаимно перпендикулярных стопок) пластин с заданным аспектным отношением L/a. Для регистрации сил трения Ван-дер-Ваальса (в рассматриваемом случае), по-видимому, целесообразно использовать атомные пучки с общей энергией ~ 25–50 кэВ, с поперечной энергией 0.5–1 эВ и с кратностью отражений порядка 100. Выбор конкретных значений L и a может определяться соображениями технологического удобства. В частности, характеристики экспериментальной установки, обеспечивавшей получение нейтральных пучков атомов Na с энергией 3–80 кэВ, коллимацию и регистрацию после рассеяния от ориентированной кристаллической поверхности алюминия приводились в [15].

Таблица 2. Тормозные потери атомов Na в плоском канале Al

E, keV	$E_\perp$, eV	ΔE_{vdw}, eV	ΔE_m, eV	ΔE_e eV	Σ, eV	$100 \times \Delta E/E$
25	0.5	0.559	0.13	0.163	0.852	0.00341
	1	0.394	0.379	0.289	1.062	0.00425
	2	0.278	1.87	0.575	2.723	0.0109
50	0.5	3.0	0.503	0.328	3.831	0.00766
	1	2.12	2.07	0.585	4.775	0.00955
	2	1.49	13.9	1.19	16.58	0.0332
100	0.5	27.9	4.16	0.66	32.72	0.0327
	1	19.7	13.9	1.19	34.79	0.0348
	2	13.9	59.9	2.46	76.26	0.0763

Финансирование работы. Данная работа финансировалась за счет средств бюджета Кабардино-Балкарского государственного университета. Никаких дополнительных грантов на проведение или руководство данным конкретным исследованием получено не было.

Конфликт интересов. Автор данной работы заявляет, что у него нет конфликта интересов.

---

1. Г. В. Дедков, "Диссипативное ван-дер-ваальсово и зеркальное взаимодействие атомов кэВ-ных энергий с поверхностью металла при скользящих отражениях", Письма в ЖЭТФ **123**(4) 257 (2026) [G. V. Dedkov, "Dissipative Van der Waals and mirror interaction of keV-energy atoms at glancing reflections from the surface of metal", JETP Lett. **123**, 238 (2026)].
2. G. V. Dedkov, "Fullerene nanotubes can be used when transporting gamma-quanta, neutrons, ion beams and radiation from relativistic particles", Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B **143**, 584 (1998).
3. G. V. Dedkov, "Characterization of nanotubes as microscale beam manipulators: transmission of neutral atoms and low-energy ions", Surf. Coat. Technol. **158–159**, 75 (2002).
4. L. M. Capparelli, G. Cavoto, D. Mazzilli, and A. D. Poloza, "Directional dark matter searches with carbon nanotubes", Phys. Dark. Univ. **9–10**, 24 (2015).
5. G. Cavoto, E. N. M. Cirillo, F. Cochina, J. Ferretti, and A. D. Poloza, "WIMP detection and slow ion dynamics in carbon nanotube arrays", Eur. Phys. J. C **76**, 349 (2016).
6. F. Pandolfi, I. Rago, G. Cavoto, C. Mariani, A. Apponi, and A. Ruocco, "The dark PMT: A novel directional light dark matter detector based on vertically aligned carbon nanotubes", Nucl. Instr. Meth. In Phys. Res. A **1050**, 168116 (2023).
7. D. S. Gemmell, "Channeling and related effects in the motion of charged particles through crystals", Rev. Mod. Phys. **46**, 129 (1974).
8. X. Artru, S. P. Fomin, N. F. Shul'ga, K. A. Ispirian, and N. K. Zhevago, "Carbon nanotubes and fullerites in high-energy and X-ray physics", Phys. Rep. **412**, 89 (2005).
9. L. Karbunar, D. Borka, and I. Radovic, "Image potential and stopping force in the interaction of fast ions with carbon nanotubes: the extended two-fluid hydrodynamical model", Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B **366**, 83 (2016).
10. N. Nescovic, S. Petrovic, and M. Cosic, *Rainbow in channeling of charged particles in crystals and nanotubes, Lecture Notes in Nanoscale Science and Technology* (Springer International Publishing AG, Switzerland, 2017), v. 25.
11. G. Moliere, "Theorie der streuung schneller geladener teilchen I Einzelstreuung am abgeschirmten Coulomb-Feld", Z. Naturforsch. A **2**, 133 (1949).
12. О. Б. Фирсов, "Расчет потенциала взаимодействия атомов", ЖЭТФ **33**(5), 696 (1957) [O. B. Firsov, "Calculation of the interaction potential of atoms", Soviet Phys. JETP **6**(3), 534 (1958)].
13. О. Б. Фирсов, "Качественная трактовка средней энергии возбуждения электронов при атомных столкновениях", ЖЭТФ **36**, 1517 (1959) [O. B. Firsov, "A qualitative interpretation of the mean electron excitation energy in atomic collisions", Soviet Phys. JETP **9**(5), 1076 (1959)].
14. *Handbook of Optical Constants of Solids*, ed. by E. D. Palik (Academic Press, San Diego, London, Boston, N.Y., Sydney, Tokyo, Toronto, 1985).
15. A. Schuller and H. Winter, "Interaction potentials for Na, Al and Ar atoms from rainbow scattering under axial surface channeling from Al(111) and Al(001) surfaces", Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B **256**, 122 (2007).