

## ПАУЛИЕВСКАЯ ИОНИЗАЦИЯ АТОМОВ ОТДАЧИ В ВЕЩЕСТВЕ

*Л. И. Меньшиков<sup>a, б, 1</sup>, П. Л. Меньшиков<sup>a, б</sup>, М. П. Файфман<sup>a</sup>*

<sup>a</sup> Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», Москва

<sup>б</sup> Московский физико-технический институт

(национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Россия

На примере аргона исследованы процессы, происходящие при торможении атомов благородных газов, испытавших отдачу при взаимодействии с частицами (нейтрино, нейтроны, гипотетические частицы темной материи WIMP. . .). Показано, что при энергиях отдачи, превышающих несколько килоэлектронвольт, по механизму паулиевской ионизации (ПИ) на внутренних  $L$ -оболочках этих атомов с вероятностью порядка единицы образуются вакансии. В результате как в жидком, так и в газообразном рабочем веществе детекторов частиц при одном акте взаимодействия появляется более 30 свободных электронов, что свидетельствует в пользу высокой чувствительности проектируемых аргоновых детекторов. Для ксеноновых детекторов ПИ возникает при энергиях отдачи  $\gtrsim 100$ – $200$  кэВ, не попадающих в диапазон  $\lesssim 10$  кэВ, который, согласно имеющимся в литературе предположениям, представляет основной интерес для обнаружения предполагаемых частиц, составляющих легкую темную материю.

Using the example of argon, the processes occurring during the deceleration of noble gas atoms that have experienced recoil in interaction with particles (neutrinos, neutrons, hypothetical dark matter particles WIMP. . .) are studied. It is shown that, at recoil energies exceeding several keV, according to the Pauli mechanism for ionization (PI), vacancies are formed on the inner  $L$ -shells of these atoms with a probability of about unit. As a result, both in the liquid and in the gaseous working substances of the particle detectors, more than thirty free electrons appear in one interaction act, which indicates the high sensitivity of the designed argon detectors. For xenon detectors, PI occurs at recoil energies of  $\gtrsim 100$ – $200$  keV, which do not fall within the range of  $\lesssim 10$  keV, which, according to the assumptions available in the literature, is of primary interest for detecting the hypothetical particles that make up light dark matter.

PACS: 29.40.Cs; 95.35.+d

### ВВЕДЕНИЕ

Основная надежда на регистрацию частиц — кандидатов темной материи WIMP — состоит в достаточно обоснованном предположении, что в результате взаимодействия с ними ядра вещества детектора получают отдачу, которая приведет к появлению свободных электронов (сигнал S2) или фотонов (сигнал S1). В качестве перспективного рабочего вещества таких детекторов рассматриваются сжиженные благородные газы [1, 2].

---

<sup>1</sup>E-mail: mleonid1954@mail.ru

Обычно предполагается, что при взаимодействии с ядрами частиц легкой темной материи свободные электроны возникают главным образом по механизмам Мигдала (мигдаловская ионизация — МИ) [3] и Линхарда [4] (далее — МЛ).

Электронная оболочка атома «встряхивается» в результате практически мгновенного удара налетающей частицы по его ядру, из-за чего происходит возбуждение и/или ионизация атома (МИ). Вероятность процесса МИ оценена в [5] с использованием метода Хартри–Фока. С погрешностью  $\sim 20\%$ , достаточной для количественного анализа опытов по поиску частиц WIMP, она найдена также в [6] на основе данных для сечений ионизации атомов фотонами и электронами. Условия применимости механизма Линхарда требуют особого рассмотрения, что является одной из целей данной работы.

Типичные энергии отдачи  $E_R$  атомов, ожидаемые в опытах по обнаружению предполагаемых частиц легкой темной материи WIMP, находятся в пределах [1, 2, 7]

$$E_R \lesssim 10 \text{ кэВ}. \tag{1}$$

Получив начальный толчок, атом отдачи начинает двигаться в веществе, соударяясь с его атомами. Механизм МЛ по природе не отличается от ударной ионизации атомов бесструктурными зарядами (электрон, протон,  $\alpha$ -частица . . .). Несущественное для нашего рассмотрения отличие состоит в том, что движущийся в веществе ион может захватить электроны у окружающих атомов, т. е. перезарядиться, что приводит к установлению некоего среднего заряда. При энергиях (7) скорость  $V$  относительного движения ядер мала по сравнению с характерной скоростью  $v_0 = e^2/\hbar$  электронов в атомах, поэтому электроны успевают адиабатически подстраиваться под движение ядер. Характерная частота электрического поля, воздействующего на атомный электрон при пролете мимо его ядра заряда по траектории с прицельным параметром  $\rho$ , составляет  $\omega \sim V/\rho$ . На электрон воздействуют «эквивалентные» кванты с энергией  $\hbar\omega$ . При медленном движении заряда  $\hbar\omega \ll \Delta E$ , где  $\Delta E$  — изменение энергии электронов, поэтому энергии квантов не хватает, чтобы изменить состояние электронов. В этом случае вероятность электронных переходов по механизму Линхарда должна быть мала:  $\sim \exp(-\xi)$ , где  $\xi \sim \Delta E/\hbar\omega$  — параметр Мессии [8]. Этот процесс в атомной физике и называют ударной ионизацией (см., например, [9]). Вывод о малости вероятности перехода согласуется с нижней кривой на рис. 1, качественно воспроизводящей данные многочисленных измерений, приведенные, например, в работе [10].

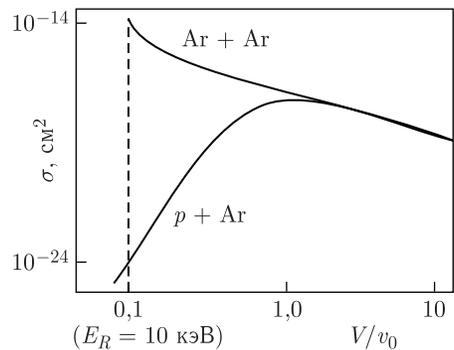


Рис. 1. Зависимость сечения образования свободных электронов от скорости  $V$  относительного движения в столкновении с атомом аргона бесструктурной частицы (нижняя кривая) и атома или иона, имеющего многоэлектронную оболочку (верхняя кривая). Случай  $E_R \lesssim 10$  кэВ отмечен штриховой линией

В применении к атомам отдачи этот вывод находится в резком противоречии с удивительным явлением, впервые обнаруженным в опытах [11, 12], которое описывается верхней кривой. Выяснилось, что наблюдаемое сечение ионизации для медленных многоэлектронных атомов при той же скорости столкновения  $V$  существенно (в интересующем нас для аргона случае (7) на  $\sim 10$  порядков) превосходит сечение ударной ионизации атома бесструктурными частицами.

На наш взгляд, этот важный вывод остается незамеченным в научном сообществе. В качестве примера укажем известную программу SRIM [13], предназначенную для расчета длины торможения быстрых атомов и ионов в веществе. Эта программа основана на эмпирических данных многочисленных опытов. Однако детали механизмов происходящих процессов остаются в значительной степени неизвестными.

В данной работе показано, что при энергиях отдачи, превышающих несколько килоэлектронвольт, при соударениях атома отдачи с атомами среды осуществляется особый механизм высвобождения электронов из многоэлектронных атомов, который, следуя идеям и выводам работы [10], будем называть паулиевской ионизацией (ПИ). Он преобладает в широком интервале энергий отдачи и дает мощный сигнал  $S_2$ , в частности, при энергиях (7).

Как и в SRIM, косвенные данные о ПИ содержатся, например, в измерениях числа порождаемых атомами отдачи свободных электронов [14–17]. Это число на много порядков превышает ожидаемое в соответствии с результатами расчетов по механизму МЛ.

## 1. ОДНОЧАСТИЧНЫЙ МЕХАНИЗМ ПИ

В опытах на скрещенных пучках Афросимова с соавторами [11, 12] было обнаружено, что в столкновениях  $\text{Ar}^+ + \text{Ar}$  при энергиях из области (7) происходят неупругие процессы с передачей электронам энергии  $\Delta E \sim 200\text{--}600$  эВ с характерными сечениями порядка атомных ( $\sim 10^{-16}$  см<sup>2</sup>). Как говорилось во введении, этот факт находится в резком противоречии с адиабатичностью движения ядер.

Первое объяснение данных группы Афросимова, которое далее будем называть «одночастичным механизмом ПИ», было представлено в работе [18]. В одночастичном приближении каждый электрон движется в самосогласованном поле, созданном ядрами и другими электронами. В [18] показано, что при уменьшении межъядерного расстояния  $R$  до величины  $R_{\text{cr}} \approx 0,5 a_0$  ( $a_0$  — боровский радиус) приблизительно рассчитанный адиабатический электронный терм  $4f\sigma$  квазимолекулы  $[\text{Ar}^+ + \text{Ar}]$  начинает резко идти вверх и пересекает несколько по энергии вышележащих термов, что приводит к образованию вакансий на  $L$ -оболочках разлетающихся после соударения атомов аргона. В интересующем нас случае сталкиваются не ион с атомом, а атом с атомом (далее, если не оговорено особо, для определенности будем рассматривать процессы, происходящие в аргоновых детекторах частиц). Однако и тут доводы Фано и др. [18] остаются справедливыми, поскольку энергия связи электронов на  $L$ -оболочке велика ( $\sim 300$  эВ) по сравнению с таковой для внешних электронов. Более того, последующие опыты и теоретические исследования [19–25] показали, что  $4f\sigma$ -терм «протыкает» даже границу непрерывного спектра и поэтому при  $R < R_{\text{cr}}$  оба электрона, находящиеся на этом терме квазимолекулы  $[\text{Ar}^+ + \text{Ar}]$ , покидают ее

Таблица 1. Полное число испущенных «первичных» и оже-электронов за одно неупругое, «сильное» столкновение атома аргона с кинетической энергией  $E$  с другим покоящимся атомом аргона по данным опытов со скрещенными пучками [23–25]

Параметр	$E$ , кэВ			
	7	8,5	10	25
Число испущенных электронов	4	6	6	7

(эти электроны далее называем «первичными»). По этой причине после разлета атомов на их  $L$ -оболочках возникают две вакансии. Далее в результате внутренних оже-переходов эти вакансии заполняются электронами с внешней  $M$ -оболочки. При этом из нее выбрасывается еще несколько электронов (табл. 1).

Следуя модели, предложенной в [20] для объяснения экспериментальных данных для суммарной вероятности образования двух вакансий на  $L$ -оболочках пары сталкивающихся атомов аргона, примем выражение

$$w(R_0) = \theta(R_{cr} - R_0). \quad (2)$$

Здесь  $R_0$  — наименьшее расстояние между ядрами, достигаемое ими при соударении. Таким образом, при  $R_0 < R_{cr}$  после разлета атомов на их  $L$ -оболочках будут иметься в сумме две вакансии (такие столкновения далее будем называть «сильными»): либо сразу две вакансии в одном атоме, либо по одной в каждом (в упомянутых опытах эти события различить нельзя). Столкновения с  $R_0 > R_{cr}$  в принятой модели считаются упругими. В них атом отдачи теряет энергию в соответствии с законами классической механики (см., например, [26]).

Для энергии взаимодействия между атомами при расстоянии  $R$  между ними примем, как и в [27], выражение

$$u(R) = \frac{(Ze)^2}{R} \exp\left(-\frac{R}{a}\right). \quad (3)$$

Здесь  $a = a_0/(\sqrt{2} Z^{1/3})$ ,  $Z$  — атомный номер (для аргона  $Z = 18$ ).

Для нахождения среднего числа сильных соударений  $\bar{n}$  атома аргона нами были проведены расчеты на основе метода Монте-Карло с учетом положений одночастичного приближения (2), (3), результаты которых представлены на рис. 2. Приведем их основные детали.

Из-за отталкивания между атомами сильное соударение возможно лишь при кинетической энергии  $E$  атома отдачи выше некоторого порогового значения  $E_{min}$ . При  $E < E_{min}$  атом отдачи не может сблизиться с атомами на расстояние, меньшее  $R_{cr}$ , и, следовательно, не может породить свободные электроны. Так, согласно (3), для аргона  $E_{min} \approx 6,5$  кэВ.

В очередном испытании Монте-Карло, число  $N_{MC}$  которых должно быть достаточно велико для подавления статистической погрешности, рассматривался пробный атом с заданной энергией отдачи  $E_R$ , которая отмечена на оси абсцисс рис. 2. Потенциал (3) обрезался на некотором расстоянии  $R_{max} \sim (3-5) a_0$ , что соответствует конечному классическому сечению взаимодействия атомов  $\sigma = \pi R_{max}^2$ .

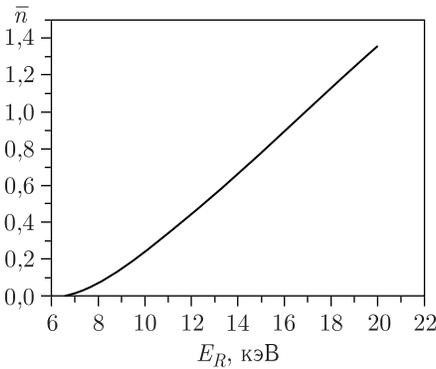


Рис. 2. Среднее число «сильных» соударений, испытываемых атомом аргона, получившим в результате взаимодействия с регистрируемой частицей кинетическую энергию отдачи  $E_R$

с радиусом  $R_{\max}$ . Зная  $\rho$ , рассчитываем движение пары сталкивающихся атомов и находим кинетическую энергию  $E'$  атома отдачи после столкновения. Вследствие довольно больших по сравнению с тепловой предполагаемых значений энергии отдачи (7) атомы рабочего вещества детектора можно считать покоящимися до столкновения. Далее проверяем столкновение на выполнение условий  $R_0 < R_{\text{cr}}$  (сильное столкновение) и  $E' < E_{\min}$  (конец процесса рождения свободных электронов). В случае выполнения условия  $R_0 < R_{\text{cr}}$  зачисляем это испытание в разряд сильных столкновений. Таким путем подсчитывается полное число  $N_{\text{sc}}$  сильных столкновений, совершаемых атомом отдачи во всех розыгрышах атомов отдачи, число которых равно  $N_{\text{MC}}$ . При  $E' < E_{\min}$  прекращаем расчет и переходим к новому испытанию. Искомое среднее число  $\bar{n}$  сильных столкновений дается формулой  $\bar{n} = N_{\text{sc}}/N_{\text{MC}}$ .

Рассчитаем теперь вероятность  $P_n$  того, что атом отдачи испытает  $n$  сильных столкновений за время торможения  $\tau_{\text{decel}} \sim 10^{-13}$  с, в течение которого его энергия в  $N$  столкновениях уменьшается от начальной величины  $E_R$  до  $E < E_{\min}$ . Она дается биномиальной формулой Бернулли

$$P_n = C_N^n p^n (1-p)^{N-n}.$$

Здесь  $C_N^n$  — число сочетаний из  $N$  элементов по  $n$ ;  $N$  — полное число столкновений, совершаемых атомом отдачи во всех  $N_{\text{MC}}$  розыгрышах атомов отдачи;  $p$  — вероятность того, что очередное столкновение окажется сильным. Тогда  $\bar{n} = pN$ .

Вследствие  $R_{\text{cr}} \ll R_{\max}$  вероятность  $p \sim (R_{\text{cr}}/R_{\max})^2 \ll 1$  сильного столкновения при каждом розыгрыше  $\rho$  мала, поэтому исходная биномиальная формула для  $P_n$  сводится к распределению Пуассона

$$P_n = \frac{\bar{n}^n}{n!} \exp(-\bar{n}). \quad (4)$$

При таком выводе считалось, что вероятность  $p$  не зависит от энергии атома  $E$ , что неверно. Тем не менее формула (4) остается справедливой. Для доказательства

Вследствие (2), соотношения  $R_{\text{cr}} \ll R_{\max}$ , а также экспоненциального характера спада  $u(R)$  в (3) с ростом межъядерного расстояния  $R$  результат для среднего числа сильных соударений  $\bar{n}$  практически не зависит от выбора величины  $R_{\max}$ , что также подтвердили и численные расчеты. При  $R_{\max} \rightarrow \infty$ , как и требуется,  $\bar{n} \rightarrow \text{const}$ .

Попадание прицельного параметра  $\rho$  траектории относительного движения атома отдачи и атома вещества в круг радиусом  $R_{\max}$ , т. е. случай  $\rho < R_{\max}$ , называем столкновением. Прицельный параметр  $\rho$  очередного столкновения разыгрывался по формуле  $\rho = R_{\max} \sqrt{\xi}$ , где  $\xi$  — случайное число с равномерным распределением, принимающее значения в интервале (0, 1). Это соответствует равновероятному попаданию атома в пределы круга прицельных параметров

разобьем ось энергий на достаточно малые интервалы с номерами  $a = 1, 2, \dots, M$ , в пределах которых энергию атома отдачи и соответствующую вероятность  $p_a$  можно считать постоянными. Пусть  $N_a$  — число столкновений, испытываемых очередным пробным атомом в  $a$ -м интервале энергии. Вероятность  $P_{n_a}$  того, что  $n_a$  из них являются сильными, снова дается формулой Бернулли. За счет выбора достаточно большой величины  $R_{\max}$  всегда можно добиться, чтобы выполнялось соотношение  $N_a \gg 1$ . Тогда для вероятности  $P_{n_a}$  испытать на этом интервале  $n_a$  сильных столкновений получаем формулу (4), в которой вместо чисел  $n$  и  $\bar{n}$  надо писать  $n_a$  и  $\bar{n}_a = p_a N_a$ . При  $N_a \gg 1$  число  $\bar{n}_a$  одинаково для всех пробных атомов. Тогда и

$$\bar{n} = \sum_{a=1}^M \bar{n}_a$$

есть некая постоянная, рассчитываемая в методе Монте-Карло по прежней формуле  $\bar{n} = N_{sc}/N_{MC}$ .

Для каждого пробного атома набор чисел  $\{n_a\}$ , вообще говоря, различен. Вероятность осуществления какого-то из них равна

$$P\{n_a\} = \prod_{a=1}^M P_{n_a}.$$

Суммируя по всем различным наборам, удовлетворяющим свойству

$$\sum_{a=1}^M n_a = n,$$

получаем снова формулу (4). При этом используется соотношение

$$\sum_{n_a} \frac{n!}{n_1! n_2! \dots n_M!} x_1^{n_1} x_2^{n_2} \dots x_M^{n_M} = (x_1 + x_2 + \dots + x_M)^n.$$

В каждом сильном столкновении атом отдачи порождает в детекторе довольно значительное количество свободных электронов, приведенное в табл. 1. Отметим, что в таблице учтены только электроны, которые регистрировались в опытах со скрещенными пучками [23–25], а именно:

а) та пара первичных электронов, которая выбивается за время ( $\sim 10^{-16}$  с) прохождения атомами участка на их траектории с  $R < R_{cr}$ ;

б) оже-электроны, которые испускаются в течение промежутка времени  $\tau_{Auger} \sim 2 \cdot 10^{-15}$  с [28] после такого столкновения и удаляются с суммарной (из атома могут вылететь несколько оже-электронов) кинетической энергией  $E_{kin} \sim 600$  эВ. Эти электроны имеют начальную кинетическую энергию  $E_i$ , достаточную для выбивания из соседних атомов вторичных  $\delta$ -электронов. На это в аргоне в среднем тратится энергия  $\sim 27$  эВ [29]. Отсюда заключаем, что значения, приведенные в табл. 1, нужно увеличить примерно еще на 20 единиц ( $\sim 600/27 \sim 22$ ). Поэтому полное число свободных электронов, возникающих при одном сильном столкновении в рассматриваемом здесь одночастичном приближении (2), (3), составляет порядка 30.

Каждый из свободных электронов термализуется в жидком аргоне с температурой  $T \sim 90$  К и плотностью атомов  $n_{\text{Ar}} \sim 2 \cdot 10^{22}$  см $^{-3}$  (таково рабочее вещество в проектируемых детекторах) за время  $\sim 10^{-12}$  с и при этом удаляется от иона на среднеквадратичное расстояние

$$r_{\text{therm}} = \sqrt{\frac{2}{\alpha} \int_{k_B T}^{E_i} \frac{dE}{E} l^2(E)} \sim 10^{-3} \text{ см.} \quad (5)$$

Здесь  $\alpha = m_e/m_{\text{Ar}}$  — отношение масс электрона и атома;  $E_i$  — начальная энергия электрона;  $l(E) = 1/[n_{\text{Ar}}\sigma(E)]$  — длина свободного пробега электрона с энергией  $E$ ;  $\sigma(E)$  — сечение его упругого рассеяния на атоме [30]. Формула (5) найдена из решения уравнения Фоккера–Планка. Последнее было получено из уравнения Больцмана путем разложения интеграла столкновений по малому параметру  $\alpha$ . В упругом столкновении электрон теряет лишь малую долю энергии  $\sim \alpha$ , поэтому наиболее длительной стадией термализации является движение электрона с энергиями из интервала  $E \lesssim 15$  эВ. При более высоких энергиях электрон тормозится быстро: главным образом в результате неупругих процессов, к которым относятся ионизация и возбуждение атомов [31]. По этим причинам в (5) в качестве верхнего предела интегрирования можно взять потенциал ионизации аргона, т. е. положить  $E_i \sim 15$  эВ. Энергия взаимодействия электронов с ионом на расстояниях (5) на два порядка меньше их тепловой энергии, поэтому их рекомбинацией с ионом можно пренебречь.

Следует пояснить, что характерное время «ремонта» электронной оболочки атома отдачи в процессах перезарядки на соседних атомах в жидком аргоне составляет  $\sim 15 \cdot 10^{-15}$  с [32]. Оно на порядок больше  $\tau_{\text{Auger}}$  и на порядок меньше  $\tau_{\text{decel}}$ , поэтому каждый розыгрыш очередного атома отдачи (напомним, что полное число этих розыгрышей обозначено как  $N_{\text{MC}}$ ) можно считать независимым от предыдущего.

## 2. КОЛЛЕКТИВНЫЙ МЕХАНИЗМ ПИ

Как видно из (4) и рис. 2, вероятность испытать хотя бы одно сильное столкновение  $P = 1 - \exp(-\bar{n})$  велика. Так,  $P \sim 0,4$  при энергии отдачи  $E_R \sim 12$  кэВ. По этой причине при каждой отдаче согласно одночастичной модели (2), (3) рождается  $N_e \sim 0,4 \cdot 30 \sim 12$  свободных электронов. Для сравнения отметим, что для атома аргона при  $E_R \sim 12$  кэВ вероятность процесса Мигдала составляет лишь [6]

$$W_{\text{Migd}} \sim \frac{0,15}{A} E_R (\text{кэВ}) \sim 0,04, \quad (6)$$

где  $A$  — атомный вес. При этом  $N_e \sim 0,08$ , поскольку с учетом  $\delta$ -электронов при каждой ионизации атома отдачи возникают примерно два свободных электрона [6]. Отсюда, казалось бы, можно заключить, что сигнал от ПИ мощнее такового от МИ примерно в 150 раз.

Приведенное сравнение механизмов ПИ и МИ, однако, верно только в том случае, если наряду со свободными электронами регистрируется и сам атом отдачи, т. е.

и те события (им соответствует случай  $n = 0$  в формуле (4)), когда в процессе торможения атом отдачи не порождает свободные электроны. Технически это сделать вряд ли возможно. По этой причине следует рассматривать и сравнивать между собой только события, в которых заведомо появляются свободные электроны. В рамках одночастичной модели ПИ это означает, что следует сравнивать между собой те события ПИ, в которых произошло по крайней мере одно сильное столкновение, с теми событиями МИ, в которых заведомо произошла ионизация. Тогда для МИ получим  $N_e \sim 2$ . Указанным событиям ПИ соответствует условная вероятность  $P(n/1)$  того, что атом отдачи испытает  $n$  сильных столкновений при условии, что он испытал по крайней мере одно. Как указывалось выше, вероятность испытать по крайней мере одно сильное столкновение равна  $P = 1 - \exp(-\bar{n})$ . По формуле Байеса  $P_n = P(n/1) \cdot P$ , поэтому  $P(n/1) = P_n/P$ . Это дает для ПИ величину

$$N_e \sim 30 \cdot \sum_{n=1}^{\infty} n \cdot P(n/1) = 30 \frac{\bar{n}}{1 - \exp(-\bar{n})} \approx 37 \quad (7)$$

Таким образом в действительности сигнал ПИ мощнее сигнала МИ примерно в 20 раз.

Физическая причина большой вероятности ионизации атомов была выяснена в работе [10], которая дополняет упомянутую ранее работу Фано и др. Объяснение содержится уже в названии работы [10] — паулиевская ионизация. При сближении двух атомов благородных газов их электронные оболочки начинают перекрываться. Однако все нижние орбиты в таких атомах заняты фермиевскими частицами — электронами, что по принципу Паули и порождает сильную деформацию электронных оболочек, подобную деформации сталкивающихся капель вырожденной фермиевской жидкости [33]. При таком столкновении жидкость как бы расплескивается. При этом выбрасывается значительное число первичных электронов, которое вполне может превосходить в несколько раз приведенные в табл. 1 значения. Упомянутый ранее вывод [19–25] о «протыкании» термом  $4f\sigma$  границы непрерывного спектра, полученный в одночастичном приближении, в рамках коллективного подхода означает, что при  $R \approx R_{\text{cr}}$  работа выхода электронов из ферми-жидкости и, соответственно, параметр Мессе обращаются в ноль. Удовлетворительный расчет ПИ в рамках коллективного механизма в литературе отсутствует.

Аналогичное по природе коллективному механизму явление наблюдается и при взаимодействии свободных электронов с атомами благородных газов. Здесь действуют два противоположных эффекта: паулиевское отталкивание и поляризационное притяжение. В случае гелия и неона преобладает отталкивание (длина рассеяния медленного электрона на атоме положительна), поэтому при достаточно высокой плотности этих веществ, в частности, в их жидкой фазе, электроны образуют пузырьки. Это приводит, например, к резкому падению подвижности электронов с повышением плотности веществ [34]. Для электрона, падающего извне на поверхность жидкого гелия, последний представляет собой потенциальный барьер высотой  $U_0 \sim 1$  эВ [35, 36]. Для неона  $U_0 \sim 0,1$  эВ [37]. В более тяжелых благородных газах преобладает поляризационное притяжение, поэтому вместо барьера имеется потенциальная яма, а вместо пузырьков вокруг проникших в жидкость электронов образуются сгустки.

### 3. СРАВНЕНИЕ ПРЕДСКАЗАНИЙ ОДНОЧАСТИЧНОГО МЕХАНИЗМА С ОПЫТАМИ

За неимением расчетов для коллективного механизма сравним предсказания рассмотренного выше одночастичного механизма ПИ с данными опытов [14–17] (табл. 2).

**Таблица 2. Число свободных нерекombинировавших электронов, рожденных в жидком аргоне атомом, получившим в результате взаимодействия с частицей энергию отдачи  $E_R$**

Параметр	Энергия отдачи атома аргона $E_R$ , кэВ			
	6,5	13	20	50
Одночастичный механизм	0	17	42	110
Данные опытов [14–17]	38	56	65	100

Причина расхождения с опытами достаточно ясна и заключается в погрешностях одночастичного механизма. Во-первых, нарушается положенное в его основу адиабатическое приближение. Действительно, в рамках этого приближения при  $E_R < E_{\min}$  ионизация невозможна. Согласно же опытам на скрещенных пучках [23–25] при  $E_R < E_{\min}$  также наблюдалось рождение свободных электронов. Так, при  $E_R = 5, 4$  и  $2$  кэВ эти числа были довольно велики и составляли  $\sim 2, 1,5$  и  $1$  соответственно. Это означает также, что граница раздела между мигдаловской ионизацией и ПИ смещается в область более низких энергий. Во-вторых, надежное значение для  $N_e$  может быть найдено только из рассмотрения коллективной модели ПИ, что выходит за рамки данной статьи. Попытки создания такой модели имеются в литературе (см. обзор [21]).

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Принято считать (см., например, [1, 2, 5, 7]), что ионизация атомов отдачи происходит по двум механизмам: при низких энергиях — по механизму Мигдала [3], а при высоких — по механизму Линхарда [4]. Цель данной работы заключалась в применении давно известного в атомной физике механизма паулиевской ионизации [11, 12, 10, 33] к исследованиям по выяснению природы темной материи. Этот механизм осуществляется в промежуточной области энергий, разделяющей области действия МИ и МЛ.

Суммируем выводы данной работы.

1. ПИ играет основную роль в потере энергии атомом отдачи, а также в возбуждении и ионизации как его самого, так и атомов среды при энергиях отдачи  $E_{\min} \lesssim E_R \lesssim E_{\max}$ . Здесь  $E_{\max} = 100 A$  кэВ — энергия атома отдачи, при которой его скорость  $V$  сравнима со скоростями движения электронов в атомах ( $V \sim v_0$ ).

2. При  $E_R \lesssim E_{\min}$  преобладает механизм МИ. Сопоставление формулы (6) с данными работ [23–25] показывает, что для аргона  $E_{\min} \sim 1$  кэВ.

3. ПИ характерна только для многоэлектронных атомов. Паулиевское отталкивание оболочек сталкивающихся атомов приводит к выбросу из них значительного числа электронов.

4. Механизм Линхарда [4] не отличается по природе от ударной ионизации атомов бесструктурными зарядами [8, 9, 31] (электрон, протон,  $\alpha$ -частица, ...). Этот механизм крайне маловероятен по сравнению с ПИ при  $E_R \lesssim E_{\max}$  (см. рис. 3.18–3.19 из [21], а также рис. 1 из [10]). Согласно [4, 9, 10, 20, 31] сечения ионизации по механизмам ПИ и МЛ сравниваются при  $v \sim 2v_0$ , что и дает приведенную выше оценку для  $E_{\max}$ .

5. При  $E_R \gtrsim E_{\max}$  преобладает механизм Линдхарда.

6. При типичных ожидаемых для легкой темной материи энергиях отдачи  $\sim 10$  кэВ сигнал в детекторе частиц от ПИ значительно мощнее, чем от МИ.

7. Сравнение с опытами предсказаний одночастичной модели ПИ показывает (см. табл. 2), что она дает заниженные значения для  $N_e$  при низких энергиях отдачи (для аргона при  $E_R \lesssim 10$  кэВ). Для описания ПИ наилучшей является коллективная модель, детальные расчеты в рамках которой в литературе отсутствуют.

8. Для проектирования и совершенствования детекторов частиц необходимы как дополнительные измерения при малых энергиях отдачи, так и разработка детальной теории ПИ.

9. Указанная в данной работе высокая интенсивность сигналов S2 в детекторах на аргоне говорит об их преимуществе в этом отношении над ксеноновыми. Действительно, согласно (3) из-за большего заряда ядер атомы ксенона отталкиваются гораздо сильнее, чем атомы аргона. По этой причине сближение атомов на соответствующее критическое расстояние  $R_{cr}$  происходит при энергиях отдачи, превышающих  $\sim 100$ – $200$  кэВ, которые, по имеющимся в литературе моделям, не характерны для частиц темной материи WIMP.

**Благодарности.** Авторы выражают благодарность М. Д. Скорохватову за внимание к данной проблеме и интерес к работе, А. В. Гробову и И. Н. Мачулину, О. А. Тигтову, а также участникам семинара Д. В. Наумова за полезные обсуждения.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Chepel V., Araujo H.* Liquid Noble Gas Detectors for Low Energy Particle Physics // J. Instrum. 2013. V. 8. P. R04001.
2. *Bertone G., Hooper D., Silk J.* Particle Dark Matter: Evidence, Candidates and Constraints // Phys. Rep. 2005. V. 405. P. 279–390.
3. *Мигдал А. Б.* Ионизация атомов при  $\alpha$ - и  $\beta$ -распаде // ЖЭТФ. 1941. Т. 11. С. 207–218.
4. *Lindhard J.* Slowing-Down of Ions // Proc. Roy. Soc. A. 1969. V. 311. P. 11–19.
5. *Ibe M., Nakano W., Shoji Y., Suzuki K.* Migdal Effect in Dark Matter Direct Detection Experiments // J. High Energy Phys. 2018. V. 2018, Iss. 3. P. 194.
6. *Меньшиков Л. И., Меньшиков П. Л., Файфман М. П.* Связь вероятности ионизации атомов отдачи с данными экспериментов по ионизации фотонами и электронами // Письма в ЭЧАЯ. 2021. Т. 18, № 2(234). С. 181–187.
7. *Bezrukov F., Kahlhoefer F., Lindner M.* Interplay between Scintillation and Ionization in Liquid Xenon Dark Matter Searches // Astropart. Phys. 2011. V. 35, No. 3. P. 119–127.
8. *Massey H. S. W.* Collisions between Atoms and Molecules at Ordinary Temperatures // Rep. Prog. Phys. 1949. V. 12, No. 1. P. 248–269.
9. *Хастед Д.* Физика атомных столкновений. М.: Мир, 1965.

10. *Brandt W., Laubert R.* Pauli Excitation of Atoms in Collision // *Phys. Rev. Lett.* 1970. V. 24, No. 19. P. 1037–1040.
11. *Афросимов В. В., Федоренко Н. В.* Исследование энергии многозарядных ионов, созданных ионизацией атомного газа положительными ионами // *ЖТФ.* 1957. Т. 27. С. 2557–2573.
12. *Афросимов В. В., Гордеев Ю. С., Панов М. Н., Федоренко Н. В.* Исследование элементарных актов атомных столкновений методом совпадений // *ЖТФ.* 1964. Т. 34. С. 1613–1623.
13. *Ziegler J., Ziegler M., Biersack J.* SRIM — The Stopping and Range of Ions in Matter // *Nucl. Instr. Meth. B.* 2010. V. 268. P. 1818–1823.
14. *Joshi T. H., Sangiorgio S., Bernstein A. et al.* First Measurement of the Ionization Yield of Nuclear Recoils in Liquid Argon // *Phys. Rev. Lett.* 2014. V. 112. P. 171303-1–171303-5.
15. *Alexander T., Back H. O., Cao H. et al.* Observation of the Dependence on Drift Field of Scintillation from Nuclear Recoils in Liquid Argon // *Phys. Rev. D.* 2013. V. 88. P. 092006.
16. *Cao H., Alexander T., Aprahamian A. et al.* Measurement of Scintillation and Ionization Yield and Scintillation Pulse Shape from Nuclear Recoils in Liquid Argon // *Phys. Rev. D.* 2015. V. 91. P. 092007.
17. *Agnes P., Dawson J., De Cecco S. et al.* Measurement of the Liquid Argon Energy Response to Nuclear and Electronic Recoils // *Phys. Rev. D.* 2018. V. 97. P. 112005.
18. *Fano U., Lichten W.* Interpretation of  $\text{Ar}^+$ –Ar Collisions at 50 keV // *Phys. Rev. Lett.* 1965. V. 14, No. 16. P. 627–629.
19. *Демков Ю. Н., Комаров И. В.* Ионизация при медленном столкновении двух атомов // *ЖЭТФ.* 1966. Т. 50, вып. 1. С. 286–294.
20. *Sacak R. K., Kessel Q. C., Rudd M. E.* Emission of Auger Electrons Resulting from Symmetric Argon and Neon Ion–Atom Collisions // *Phys. Rev. A.* 1970. V. 2, No. 4. P. 1327–1331.
21. *Garcia J. D., Fortner R. J., Kavanagh T. M.* // *Rev. Mod. Phys.* 1973. V. 45. P. 111–177.
22. *Wille U., Hippler R.* Mechanisms of Inner-Shell Vacancy Production in Slow Ion–Atom Collisions // *Phys. Rep.* 1986. V. 132, No. 3–4. P. 129–260.
23. *Everhart E., Kessel Q. C.* Charge-State Correlations in  $\text{Ar}^+$ –Ar Collisions // *Phys. Rev. Lett.* 1965. V. 14. P. 247–249.
24. *Kessel Q. C., Russek A., Everhart E.* Three Discrete  $Q$  Values in  $\text{Ar}^+$ –Ar Collisions // *Phys. Rev. Lett.* 1965. V. 14. P. 484–486.
25. *Kessel Q. C., Everhart E.* Coincidence Measurements of Large-Angle  $\text{Ar}^+$ -on-Ar Collisions // *Phys. Rev.* 1966. V. 146, No. 1. P. 16–27.
26. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* *Механика.* М.: Наука, 1973.
27. *Everhart E., Stone G., Carbone R. J.* Classical Calculation of Differential Cross Section for Scattering from a Coulomb Potential with Exponential Screening // *Phys. Rev.* 1955. V. 99, No. 4. P. 1287–1290.
28. *Zitnik M., Puttner R., Goldsztejn G. et al.* Two-to-One Auger Decay of a Double  $L$  Vacancy in Argon // *Phys. Rev. A.* 2016. V. 93, No. 2. P. 021401-1–021401-5.
29. *Калашникова В. И., Козодаев М. С.* *Детекторы элементарных частиц.* М.: Наука, 1966.
30. *Gargioni E., Grosswendt B.* Electron Scattering from Argon: Data Evaluation and Consistency // *Rev. Mod. Phys.* 2008. V. 80, No. 2. P. 451–480.
31. *Смирнов Б. М.* Кинетика электронов в газах и конденсированных системах // *УФН.* 2002. Т. 172. С. 1411–1447.
32. *Hegerberg R., Stefansson T., Elford M. T.* Measurement of the Symmetric Charge-Exchange Cross Section in Helium and Argon in the Impact Energy Range 1–10 keV // *J. Phys. B: Atom. Molec. Phys.* 1978. V. 11, No. 1. P. 133–147.

33. *Фирсов О. Б.* Качественное объяснение электронного возбуждения при атомных столкновениях // ЖЭТФ. 1959. Т. 36. С. 1517–1523.
34. *Шикин В. Б.* Подвижность зарядов в жидком, твердом и плотном газообразном гелии // УФН. 1977. Т. 121. С. 457–497.
35. *Sommer W. T.* Liquid Helium as a Barrier to Electrons // Phys. Rev. Lett. 1964. V. 12. P. 271–273.
36. *Woolf M. A., Rayfield G. W.* Energy of Negative Ions in Liquid Helium by Photoelectric Injection // Phys. Rev. Lett. 1965. V. 15. P. 235–237.
37. *Johnson W. D., Broomall J. R., Onn D. G.* Electron Injection into Dense Neon: A Comparison with Hydrogen and Helium // J. Low Temp. Phys. 1979. V. 35, No. 5–6. P. 535–545.

Получено 16 февраля 2021 г.