

Пересмотр электролюминесценции в благородных жидкостях за счет тормозного излучения электронов на нейтральных атомах

А. Ф. Бузулуцков, Е. А. Фролов¹⁾

Институт ядерной физики Сибирского отделения РАН, 630090 Новосибирск, Россия

Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 9 июня 2023 г.

После переработки 23 июня 2023 г.

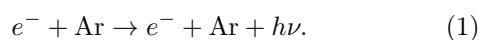
Принята к публикации 25 июня 2023 г.

Недавнее открытие механизма электролюминесценции (ЭЛ) за счет тормозного излучения электронов на нейтральных атомах (тормозное излучение на нейтралах, ТИН) в благородных газах в двухфазных детекторах для поиска темной материи привело к предсказанию, что ТИН ЭЛ должна также присутствовать и в благородных жидкостях. Соответственно, в рамках формализма Коэна–Лекнера и Атражева была разработана строгая теория ТИН ЭЛ в благородных жидкостях. Совсем недавно за ней последовало первое экспериментальное наблюдение ТИН ЭЛ в жидком аргоне, результаты которого, однако, значительно расходились с предыдущей теорией. Учитывая это, мы пересмотрели предыдущие теоретические расчеты ТИН ЭЛ в благородных жидкостях для того, чтобы они соответствовали эксперименту. В частности, в данной работе рассчитаны выходы и спектры ТИН ЭЛ для аргона, криптона и ксенона с использованием сечения рассеяния электронов с передачей импульса (вместо сечения с передачей энергии) для расчета сечения ТИН. Результаты для легких благородных жидкостей, гелия и неона, также пересмотрены.

DOI: 10.31857/S1234567823150041, EDN: hwpiej

1. Введение. Электролюминесценция (ЭЛ) – это физическое явление, при котором среда излучает свет под действием приложенного электрического поля или электрического тока. ЭЛ в инертных газах является ключевым эффектом, используемым в двухфазных (жидкость–газ) детекторах для низкоэнергетических и низкофоновых экспериментов, таких как поиск темной материи и когерентное нейтрино-ядерное рассеяние [1–4]. В этих детекторах измеряется как прямой сигнал первичной сцинтилляции (S1), так и задержанный сигнал первичной ионизации (S2), причем последний регистрируется по ЭЛ эффекту в газовой фазе.

Недавно был открыт новый механизм ЭЛ, а именно, за счет тормозного излучения электронов на нейтральных атомах (тормозное излучение на нейтралах, ТИН или *neutral bremsstrahlung*, NBrS) в ультрафиолетовом (УФ), видимом и ближнем инфракрасном (ИК) диапазонах [5–11] в газообразных Ar [5] и Xe [8]. Эта ЭЛ обусловлена упругим рассеянием электронов на нейтральных атомах:



Хотя выход ТИН ЭЛ невелик по сравнению с други-

ми механизмами ЭЛ [1, 6, 12], у ТИН ЭЛ есть преимущество в том, что она не имеет порога по электрическому полю и имеет широкий спектр излучения, от УФ до ближнего ИК, подходящий для прямого оптического считывания с помощью обычных фотодетекторов, таких как фотоумножители (ФЭУ) и кремниевые фотоумножители (КФЭУ).

Вслед за открытием ТИН ЭЛ в благородных газах ее присутствие в жидкостях также было предсказано теоретически [7], а затем впервые обнаружено в Ar [13]. Помимо очевидного интереса к ТИН ЭЛ как к новому физическому явлению, интерес к ней как в газах, так и в жидкостях обусловлен также новыми и более надежными схемами считывания двухфазных и однофазных детекторов на основе благородных жидкостей, которые могут быть разработаны на основе этого эффекта.

Эта работа является пересмотром теоретической работы [7], в которой выходы и спектры ТИН ЭЛ рассчитывались для всех благородных жидкостей от Ne до Xe, в свете последних экспериментальных результатов по ЭЛ в жидком Ar [13]. В частности, существовала неясность относительно того, следует ли использовать для расчета сечения ТИН сечение с передачей энергии (полное упругое) или с передачей импульса (транспортное) рассеяния электронов

¹⁾e-mail: geffdroid@gmail.com

на эффективном потенциале (см. раздел 2). В [7] использовалось сечение с передачей энергии, тогда как экспериментальные результаты [13] однозначно показывают, что использование сечения с передачей импульса является правильным выбором (см. рис. 1). Таким образом, в данной работе мы перерасчитываем подходом Коэна–Лекнера [15] и Атражева [16], по методике работы [7]. Также обсуждаются результаты по легким элементам (He и Ne), рассчитанные в [7] с использованием приближения, в котором жидкость считается газом с атомной плотностью жидкости (приближение “сжатого газа”).

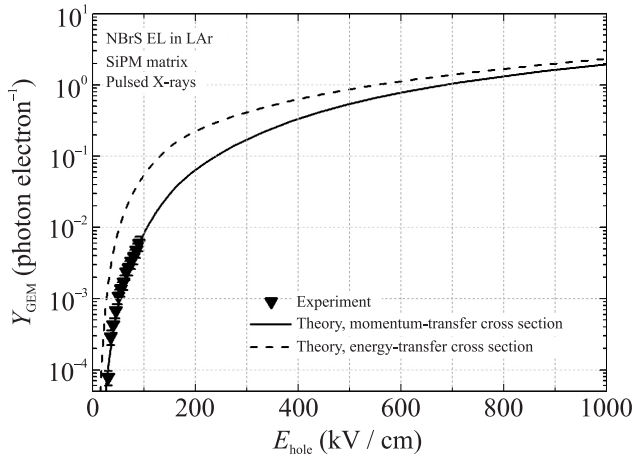


Рис. 1. Абсолютный световыход ТИН ЭЛ (NBrS EL) в жидком Ar, полученный в газовом электронном умножителе (ГЭУ, GEM) [14] и выраженный в фотонах (при $\lambda \leq 1000$ нм) на дрейфующий электрон в зависимости от электрического поля в центре отверстия ГЭУ. Показаны теоретические предсказания, когда для расчета сечения ТИН используется как сечение с передачей импульса, так и сечение с передачей энергии (см. уравнение (2)); они показаны сплошной и пунктирной линией соответственно. Экспериментальные данные и теоретические предсказания получены в [13]

2. Теория. Расчеты ТИН ЭЛ, выполненные в [7], основаны на формализме Коэна–Лекнера [15] и Атражева [16]. В этом подходе транспорт электрона через жидкость под действием электрического поля рассматривается как последовательность однократных рассеяний, описываемых сечениями рассеяния, с различием между рассеянием с передачей энергии, которое изменяет только энергию электрона, и рассеянием с передачей импульса, которое изменяет только направление его скорости. Обоим процессам присваиваются отдельные сечения [15–17]. В этой работе использованы данные, приведенные в [16], так как тогда теория хорошо описывает экспериментальные данные по скоростям дрейфа электронов [7, 16].

Для расчета ТИН ЭЛ требуется только распределение дрейфующих электронов по их энергии $f(\varepsilon)$ и дрейфовые скорости v_d .

Помимо транспортных параметров электронов, также требуется формула сечения испускания фотонов ТИН при рассеянии электронов. Ее компактная форма [5, 8, 18–22] такова:

$$\frac{d\sigma}{d\nu} = \frac{8}{3} \frac{r_e}{c} \frac{1}{h\nu} \left(\frac{\varepsilon - h\nu}{\varepsilon} \right)^{1/2} \times \\ \times [(\varepsilon - h\nu)\sigma_{el}(\varepsilon) + \varepsilon\sigma_{el}(\varepsilon - h\nu)], \quad (2)$$

где $h\nu$ – энергия фотона, $r_e = e^2/mc^2$ – классический радиус электрона, c – скорость света, ε – энергия налетающего электрона и $\sigma_{el}(\varepsilon)$ – сечение его упругого рассеяния на эффективном потенциале. В [7] было предложено, что в рамках подхода Коэна–Лекнера [15] и Атражева [16] эту формулу, первоначально выведенную для газа, можно применять и для жидкости.

Абсолютный выход ЭЛ, Y_{EL} , определяется как количество фотонов, произведенных на единицу дрейфового пути и на один дрейфующий электрон. Для сравнения результатов при различных плотностях и температурах среды используется удельный выход ЭЛ, Y_{EL}/N , где N – атомная плотность жидкости. Он является функцией удельного электрического поля E/N , выраженного в единицах Тд (таунсенд, Td) ($1 \text{ Td} = 10^{-17} \text{ В см}^2$). Если функция распределения электронов по энергиям $f(\varepsilon)$ нормирована на единицу, его можно описать следующим уравнением [5]:

$$\frac{Y_{EL}}{N} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \int_{h\nu}^{\infty} \frac{\sqrt{2\varepsilon/m}}{v_d} \frac{d\sigma}{d\nu} \frac{d\nu}{d\lambda} f(\varepsilon) d\varepsilon d\lambda, \quad (3)$$

где λ_1 – λ_2 – интересующая нас область длин волн. В этой работе, как и в наших предыдущих, она ограничена областью длин волн 0–1000 нм. Спектры длин волн ТИН ЭЛ можно получить из этого уравнения, взяв его производную по λ . Расчеты проводились для жидкостей при температуре кипения при давлении 1.0 атм; атомные плотности взяты из [23].

Следует отметить, что до недавнего времени существовала неясность относительно того, какое сечение упругого рассеяния, $\sigma_{el}(\varepsilon)$, должно фигурировать в уравнении (2): некоторые теоретические выводы показывали, что это должно быть сечение с передачей энергии (полного упругого рассеяния) [18–21, 24], в то время как другие показывали, что оно должно быть сечением с передачей импульса (транспортное сечение) [10, 20–22]. И хотя в газах эти два

подхода не приводят к существенному различию выходов ТИН ЭЛ [5, 8, 25], в [13] и этой работе показано, что в жидкостях результаты могут различаться более чем на порядок величины в зависимости от электрического поля. Экспериментальные измерения абсолютных выходов ТИН ЭЛ в жидком Ar (см. рис. 1 и [13]) решили этот вопрос и показали, что использование сечения с передачей импульса является правильным выбором. Следует отметить, что измерения ТИН ЭЛ в газообразном Xe [8] также согласовывались лучше с использованием сечения с передачей импульса, хотя было трудно сделать убедительный вывод из-за экспериментальных неопределенностей.

В связи с этим, был выполнен перерасчет результатов ТИН ЭЛ из [7] для жидких Ar, Kr и Xe с использованием сечения с передачей импульса, и результаты показаны на рис. 2–4 и 5. На рисунке 2 показаны спектры длин волн ТИН ЭЛ при различных электрических полях. Видно, что они достаточно плоские и по форме мало чем отличаются от таковых в благородных газах [6]. Их форма также не сильно зависит от того, используется ли сечение с передачей импульса или энергии в уравнении (2) (сравните рис. 2 здесь с рис. 3 в [7]).

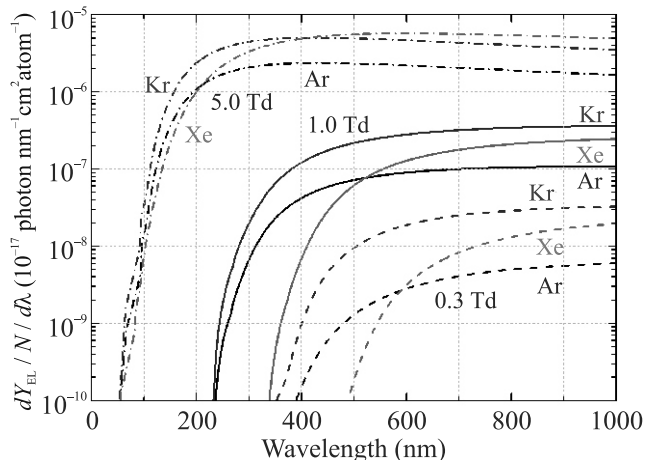


Рис. 2. (Цветной онлайн) Теоретические спектры удельного выхода ЭЛ для ТИН ЭЛ в жидких Ar, Kr и Xe при различных удельных электрических полях. Результаты получены с сечением с передачей импульса (взято из [16]), используемым в уравнении (2)

На рисунках 3, 4 и 5 показаны абсолютные выходы ТИН ЭЛ как функции электрического поля и сравнение их значений, полученных с сечением передачи импульса и энергии. Как видно, два сечения приводят к различию выходов примерно на порядок при низких электрических полях, ниже 100 кВ/см, что особенно важно для экспериментов с ГЭУ и толстыми ГЭУ. Однако, с увеличением поля эта разли-

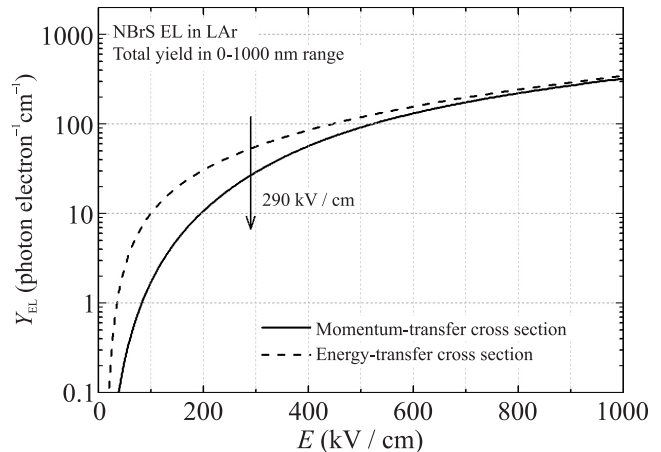


Рис. 3. Теоретический абсолютный выход ЭЛ для ТИН ЭЛ в жидком Ar для 0-1000 нм в зависимости от электрического поля. Результаты получены как для сечения с передачей импульса, так и для сечения с передачей энергии, используемых в уравнении (2). Оба сечения взяты из [16]. Стрелкой указано электрическое поле, при котором достигается двукратная разница между использованием сечения с передачей импульса и сечением с передачей энергии (последнее эквивалентно приближению сжатого газа)

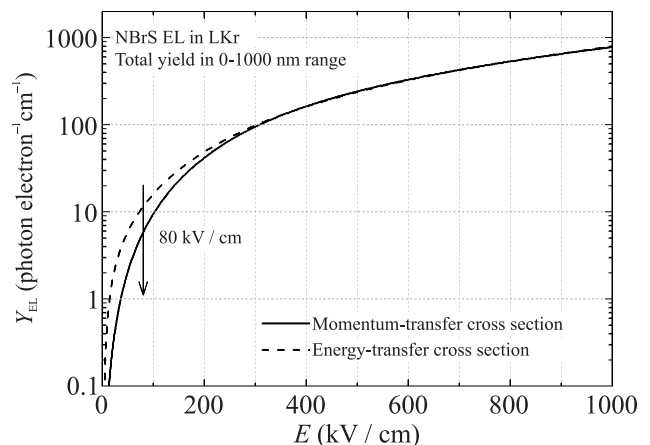


Рис. 4. То же, что и на рис. 3, для Kr

ца уменьшается и практически исчезает при достаточно больших электрических полях, превышающих несколько сотен кВ/см. Такие сильные электрические поля можно получить в благородных жидкостях с помощью тонких проволок [26] или игл [27]. Это означает, что для более высоких электрических полей результаты [7] по ТИН ЭЛ в тяжелых благородных жидкостях остаются в силе.

Следует отметить, что для легких благородных жидкостей He и Ne описанная выше теория неприменима, поскольку в литературе отсутствуют соответствующие сечения транспорта электронов в жидко-

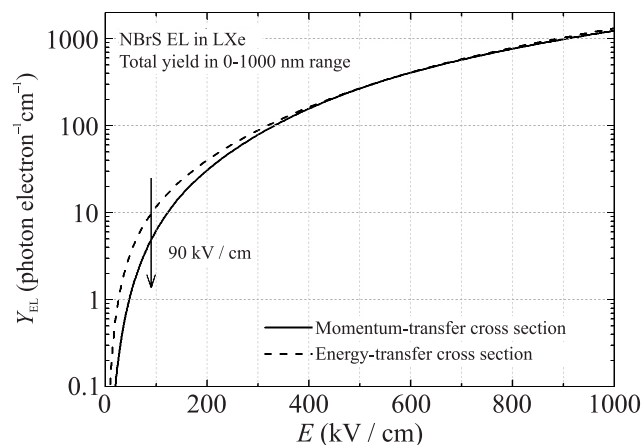


Рис. 5. То же, что и на рис. 3, для Хе

сти. В [7] эту проблему удалось избежать с помощью приближения “сжатого газа”. В основе этого приближения лежит то, что в газах функции распределения электронов $f(\varepsilon)$ и удельные выходы ТИН ЭЛ Y_{EL}/N фактически являются функциями не электрического поля E , а удельного электрического поля E/N . Это позволяет перерасчитывать значения, полученные при одной плотности, на любую другую, строго говоря, до тех пор, пока эффективный потенциал рассеяния электронов не изменится в достаточной степени. В [7] было показано, что, к удивлению, такой перерасчет на плотности жидкости привел к тем же, с точностью до 2, выходам ТИН ЭЛ для Ar, Kr и Хе, что и рассчитанные в формализме Коэна–Лекнера и Атражева с использованием сечения с передачей энергии.

В [7] это оправдывало использование приближения сжатого газа и для легких элементов He и Ne. Однако учитывая, что вместо этого для точного решения необходимо использовать сечение с передачей импульса, приближение сжатого газа становится недействительным при малых полях (см. рис. 3, 4 и 5). В частности, электрические поля, при которых разница между использованием сечения с передачей импульса и передачей энергии становится меньше двойки, составляют более 290 кВ/см (1.4 Тд), 80 кВ/см (0.5 Тд) и 90 кВ/см (0.7 Тд) для Ar, Kr и Хе соответственно. В скобках указаны соответствующие удельные электрические поля. Тогда из экстраполяции можно ожидать, что для He и Ne приближение сжатого газа будет работать только для полей выше 1.4 Тд или 265 и 500 кВ/см соответственно.

3. Выводы. С учетом новых экспериментальных данных по ЭЛ в жидком Ar [13] в работе проведен перерасчет ТИН ЭЛ в благородных жидкостях, до этого впервые проведенный в [7]. В частности, бы-

ли получены спектры и выходы ТИН ЭЛ для жидких Ar, Kr и Хе в широком диапазоне электрических полей с использованием сечения упругого рассеяния электронов на эффективном потенциале с передачей импульса для расчета сечения ТИН вместо ранее использовавшегося сечения с передачей энергии. Было обнаружено, что выходы ТИН ЭЛ могут быть значительно меньше, на порядок величины, чем считалось ранее для слабых электрических полей, ниже 100 кВ/см. С другой стороны, эта разница уменьшается с ростом поля и почти исчезает при достаточно больших электрических полях, превышающих 290, 80 и 90 кВ/см для Ar, Kr и Хе соответственно.

Соответственно, вывод о том, что ТИН ЭЛ может найти применение для альтернативных концепций считывания для однофазных детекторов на основе благородных жидкостей, остается в силе.

Наконец, было также показано, что выходы ТИН ЭЛ для жидких He и Ne могут быть рассчитаны в приближении сжатого газа с погрешностью в 2 раза для электрических полей, превышающих 265 и 500 кВ/см соответственно.

Работа частично поддержана Российским научным фондом (проект # 20-12-00008, <https://rscf.ru/project/20-12-00008/>).

1. D. Y. Akimov, A. I. Bolozdynya, A. F. Buzulutskov, and V. Chepel, *Two-Phase Emission Detectors*, World Scientific (2021).
2. E. Aprile et al. (XENON Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **121**, 111302 (2018).
3. P. Agnes et al. (DarkSide Collaboration), *Phys. Rev. D* **98**, 102006 (2018).
4. D. S. Akerib et al. (LUX Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **116**, 161301 (2016).
5. A. Buzulutskov, E. Shemyakina, A. Bondar, A. Dolgov, E. Frolov, V. Nosov, V. Oleynikov, L. Shekhtman, and A. Sokolov, *Astropart. Phys.* **103**, 29 (2018).
6. E. Borisova and A. Buzulutskov, *Eur. Phys. J. C* **81**, 1128 (2021).
7. E. Borisova and A. Buzulutskov, *Europhys. Lett.* **137**, 24002 (2022).
8. C. A. O. Henriques et al. (NEXT Collaboration), *Phys. Rev. X* **12**, 021005 (2022).
9. K. Aoyama, M. Kimura, H. Morohoshi, T. Takeda, M. Tanaka, and K. Yorita, *Nucl. Instrum. Meth. A* **1025**, 166107 (2022).
10. A. Milstein, S. Salnikov, and M. Kozlov, *Nucl. Instrum. Meth. B* **530**, 48 (2022).
11. A. Milstein, S. Salnikov, and M. Kozlov, *Nucl. Instrum. Meth. B* **539**, 9 (2023).
12. A. Buzulutskov, *Instruments* **4**, 16 (2020).

13. A. Buzulutskov, E. Frolov, E. Borisova, V. Nosov, V. Oleynikov, and A. Sokolov, eprint arXiv: 2305.08084.
14. F. Sauli, Nucl. Instrum. Meth. A **805**, 2 (2016).
15. M. H. Cohen and J. Lekner, Phys. Rev. **158**, 305 (1967).
16. V. M. Atrazhev and E. G. Dmitriev, J. Phys. C **18**, 1205 (1985).
17. D. Y. Stewart, G. J. Barker, A. J. Bennieston, P. F. Harrison, P. K. Lightfoot, N. McConkey, B. Morgan, Y. A. Ramachers, M. Robinson, N. J. C. Spooner, and L. Thompson, J. Instrum. **5**, P10005 (2010).
18. O. B. Firsov and M. I. Chibisov, Sov. Phys. JETP **12**, 1235 (1960).
19. V. A. Kas'yanov and A. N. Starostin, Sov. Phys. JETP **21**, 193 (1965).
20. A. Dalgarno and N. F. Lane, Astrophys. J. **145**, 623 (1966).
21. L. M. Biberman and G. E. Norman, Sov. Phys.-Uspekhi **10**, 52 (1967).
22. J. Park, I. Henins, H. W. Herrmann, and G. S. Selwyn, Phys. Plasmas **7**, 3141 (2000).
23. V. G. Fastovsky, A. E. Rovinsky, and Y. V. Petrovsky, *Inert Gases*, Atomizdat, Moscow (1972).
24. V. A. Kas'yanov and A. N. Starostin, Sov. J. Plasma Phys. **4**, 67 (1978).
25. P. Amedo, D. Gonzalez-Díaz, and B. Jones, J. Instrum. **17**, C02017 (2022).
26. E. Aprile, H. Contreras, L. W. Goetzke, A. J. M. Fernandez, M. Messina, J. Naganoma, G. Plante, A. Rizzo, P. Shagin, and R. Wall, J. Instrum. **9**, P11012 (2014).
27. A. S. Schussler, J. Burghorn, P. Wyder, B. I. Lembrikov, and R. Baptist, Appl. Phys. Lett. **77**, 2786 (2000).