

**ЭНЕРГИЯ ЭЛЕКТРОНОВ,
ИСПУСКАЕМЫХ ПРИ РАЗДЕЛЕНИИ ПОВЕРХНОСТЕЙ**

© 2011 г. Г. С. Бочаров*, А. В. Елецкий**, ***, В. А. Никеров****

* *Московский энергетический институт, Москва, Россия*

** *РНЦ “Курчатовский институт”, Москва, Россия*

*** *КИНТЕХ, Москва, Россия*

**** *Московский государственный институт электроники и математики, Россия*

Поступила в редакцию 18.10.2010 г.

Анализируются эксперименты, указывающие на возможность образования быстрых заряженных частиц в результате разделения поверхностей твердых тел. В качестве системы, моделирующей подобную ситуацию, рассматривается расщепление ионного кристалла, приводящее к образованию поверхностного заряда на отделяемых поверхностях. Оценены предельно достижимые значения электрического поля, которое формируется при образовании заряженных поверхностей и значения энергии электронов, которые достигаются при ускорении такими полями. Показано, что в условиях предельно достижимых электрических полей реализуется ситуация убегающих электронов, в которой даже при атмосферном давлении электроны ускоряются до значительных энергий, не испытывая соударений с молекулами воздуха.

ВВЕДЕНИЕ

Как известно (см. [1–11] и цитированную там литературу), механическое разрушение ионных кристаллов, а также отделение липкой ленты (скотч) от катушки сопровождается электрическими явлениями, к числу которых относятся легкое потрескивание, свечение воздуха и стенок камеры, а также ионизация частиц газа, окружающего объект. Физической причиной этих явлений служит процесс разделения зарядов на отделяемых поверхностях, в результате которого в окрестности поверхностей образуется электрическое поле, способное ускорять заряженные частицы. Другой возможной причиной формирования электрического поля вблизи поверхности твердого тела является сдвиг слоев вещества в результате механического воздействия (пьезоэффект) [12, 13]. Потенциал поля настолько велик, что эмиссия заряженных частиц с отделяемой поверхности может вызывать не только рентгеновское излучение с энергией фотонов до нескольких сот кэВ [7, 8, 10], но также (в присутствии молекул дейтерия) стимулировать акты реакции термоядерного синтеза, сопровождающиеся образованием свободных нейтронов [11]. Это позволяет, в частности, использовать рассматриваемые явления для создания простых генераторов частиц и излучений высокой энергии [10, 14, 15].

Явление разделения зарядов на отделяемых поверхностях объясняется различными механизмами. Так, в случае механического расщепления ионного кристалла при определенных ориентациях плоскости раздела возможна ситуация, ко-

гда разделяемые поверхности оказываются заряженными, причем заряды этих поверхностей имеют противоположный знак [4]. В случае отделения мягкого слоя полимера (например, липкой ленты) от твердой поверхности реализуется сложный физико-химический механизм разделения, связанный с различием подвижностей ионов разного знака и с различием электронного или протонного сродства радикалов, присоединенных к поверхности. Несмотря на обилие экспериментальных исследований, выполненных на эту тему, указанный механизм до сих пор служит предметом противоречий и споров на страницах журналов и книг (например, [4, 5, 9]). Противоречивы также количественные оценки предельного значения напряженности электрического поля вблизи отделяемой поверхности, выполненные различными авторами. Так, авторы [9] полагают, что предельно возможное значение напряженности электрического поля в газе ограничено условиями электрического пробоя и в случае атмосферного воздуха составляет около 30 кВ/см. Однако эта точка зрения противоречит цитированным выше экспериментальным фактам [7, 8, 10], согласно которым энергия рентгеновских квантов, испускаемых при разрушении ионных кристаллов и отделении липкой ленты, достигает сотни кэВ. В данной заметке показано, что при электрических полях, существенно превышающих указанное критическое значение, даже в газе атмосферного давления реализуется режим убегающих электронов, при котором электроны, эмитируемые заряженной поверхностью, могут

ускоряться до энергий порядка 1 МэВ, не испытывая соударений с частицами газа. Столь высокие поля образуются, в частности, при расщеплении ионного кристалла по некоторым плоскостям, определяющим максимально достижимое значение поверхностной плотности ионного заряда.

При анализе рассматриваемого явления обычно используется связь между поверхностной плотностью заряда σ , образующегося в результате отделения поверхностей, и соответствующим значением напряженности электрического поля E , вблизи поверхности [16]

$$E = 4\pi\sigma. \quad (1)$$

Это выражение следует из классического электростатического рассмотрения и справедливо для поверхности бесконечных размеров. Можно считать, что в случае заряженной поверхности с поперечным размером d указанное соотношение выполняется практически точно для расстояний от поверхности $x \ll d$.

Максимально достижимое значение параметра σ может быть оценено на примере анализа структуры кристалла NaCl, которая представлена на рис. 1. Указанная структура представляет собой регулярную кубическую решетку, составленную из положительных (Na^+) и отрицательных (Cl^-) ионов с расстоянием между ближайшими соседями $a = 0.563$ нм. “Свежие поверхности”, образующиеся при расщеплении такого кристалла, могут оказаться заряженными ионами противоположного знака. Величина поверхностной плотности заряда σ зависит от направления поверхности раздела. Максимально возможное значение этого параметра составляет

$$\sigma_{\max} = \frac{|e|}{S_{\min}^2}, \quad (2)$$

где $S_{\min} = 2^{1/2}a$ – минимальное расстояние между одноименными зарядами, e – заряд электрона. В соответствии с соотношением (2), максимально достижимое значение плотности заряда на поверхности раскола такого кристалла составляет $\sigma_{\max} \approx 1.6 \times 10^{14} |e|/\text{см}^2$. Это соответствует максимально достижимому значению напряженности электрического поля вблизи поверхности

$$E_{\max} = 4\pi\sigma_{\max} = \frac{2\pi|e|}{a^2} = 1.45 \times 10^8 \text{ В/см}. \quad (2a)$$

Отметим, что примерно такая же предельная напряженность поля достигается и в ситуации, когда механизм формирования электрического поля определяется сдвигом слоев вещества, поскольку в обоих случаях она ограничивается полем монослоя поляризованных атомов или молекул.

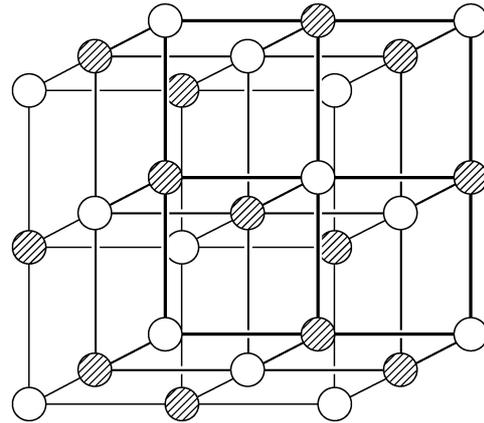


Рис. 1. Структура ионного кристалла NaCl. Светлыми кружками показаны ионы (Na^+), а зачерненные кружки соответствуют отрицательным ионам (Cl^-).

ЭНЕРГИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ВБЛИЗИ ЗАРЯЖЕННОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Электроны, движущиеся в газе атмосферного давления в полях такого масштаба, могут набирать значительную энергию, практически не испытывая соударений с частицами газа. Это явление, называемое иногда явлением убегания электронов [17], обусловлено монотонно спадающей энергетической зависимостью сечения неупругих электронно-молекулярных соударений, которая имеет место в области больших энергий электрона. В рассматриваемой здесь ситуации разделения поверхностей в результате раскола ионного кристалла источником электронов является отрицательно заряженная поверхность. Под действием электрического поля эта поверхность эмитирует электроны по механизму холодной электронной эмиссии. Энергия ϵ_e , набираемая далее этими электронами в газе в высоком электрическом поле напряженности E , может быть оценена на основании решения уравнения

$$\frac{\partial \epsilon_e}{\partial x} = eE - N\sigma_{\text{ion}}\epsilon_e, \quad (3)$$

где ось x направлена перпендикулярно заряженной плоскости и совпадает с направлением электрического поля, начало координат $x = 0$ соответствует заряженной поверхности, σ_{ion} – сечение ионизации молекулы газа электронным ударом, N – плотность газовых частиц. При записи уравнения (3) учитывалось, что основной механизм потери энергии быстрых электронов в газе связан с ионизацией газовых частиц. При этом предполагается, что электрон, испытывающий такое соударение, практически полностью теряет свою энергию. В условиях низких токов эмиссии пространственный заряд не оказывает влияние на распределение электрического потенциала вблизи поверхности, поэтому указанное распределе-

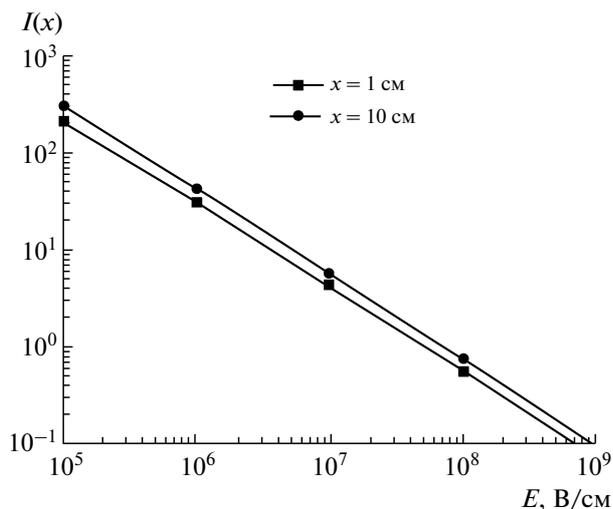


Рис. 2. Зависимость интеграла (6) от напряженности электрического поля, вычисленная для электрона, движущегося в молекулярном азоте атмосферного давления, для расстояний от заряженной поверхности $x = 1$ и $x = 10$ см.

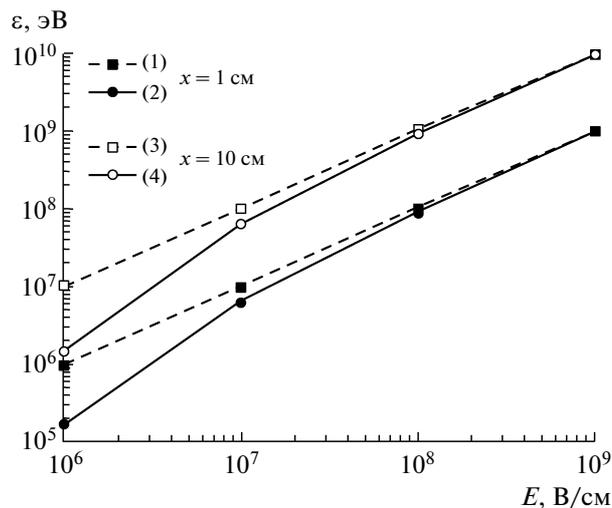


Рис. 3. Зависимость энергии ϵ_e от напряженности поля электрического E , вычисленная на основании выражения (5) для разных значений расстояния от заряженной плоскости x : 1 и 3 – линейная зависимость (7), 2 и 4 – точный расчет (5).

ние выражается через напряженность электрического поля очевидным соотношением:

$$U(x) = 4\pi\sigma x. \quad (4)$$

С учетом этого соотношения решение уравнения (3) с начальным условием $\epsilon_e(x=0) = 0$ имеет следующий вид:

$$\epsilon_e(x) = eE \exp \left[- \int_0^x N \sigma_{\text{ion}}(\epsilon_e) dx \right] \times \int_0^x dx'' \exp \left[\int_0^{x''} N \sigma_{\text{ion}}(\epsilon_e) dx' \right]. \quad (5)$$

Как видно, характер решения уравнения (3) в существенной степени определяется величиной интеграла

$$I(x) = \int_0^x N \sigma_{\text{ion}}(\epsilon_e) dx'. \quad (6)$$

При условии $I(x) \ll 1$ электрон ускоряется в электрическом поле, практически не испытывая соударений с частицами газа, и зависимость его энергии от координаты x хорошо описывается простым соотношением

$$\epsilon_e(x) = eEx = 4\pi\sigma x. \quad (7)$$

В этом случае, очевидно, присутствие газа не оказывает влияние на величину средней энергии электронов. При $I(x) \geq 1$ электроны, набирающие энергию в электрическом поле, теряют ее часть при неупругих соударениях, так что энергия электронов оказывается зависящей от плотности молекул газа. В силу соотношения (4) величина интеграла (6) обратно пропорциональна напряжен-

ности электрического поля, поэтому, в зависимости от значения этого параметра, величина интеграла может быть как больше, так и меньше единицы. Это иллюстрируется представленными на рис. 2 зависимостями интеграла (6) от напряженности электрического поля, которые вычислены для случая N_2 при атмосферном давлении для значений $x = 1$ см и $x = 10$ см. Необходимая для расчета энергетическая зависимость сечения ионизации молекулы N_2 электронным ударом взята из работы [18]. Эти данные были экстраполированы с использованием борновской асимптотики в область больших энергий $\epsilon_e > 10^3$ эВ, для которой измерения не проводились.

Как видно из представленных на рис. 2 результатов расчета, в случае молекулярного газа атмосферного давления режим убегания электронов реализуется при полях $E > 10^7$ В/см. Это соответствует значениям поверхностной плотности заряда $\sigma > 10^{13}$ |e|/см². Однако и при меньших полях энергия электронов, ускоряемых вблизи заряженной поверхности, может быть весьма значительной. Это можно видеть из представленных на рис. 3 зависимостей энергии электронов на расстояниях 1 и 10 см от поверхности, от напряженности электрического поля. Указанные зависимости вычислены на основании выражения (5), являющегося решением уравнения (3). Отметим, что в соответствии с выражением (3), значения напряженности электрического поля $E = 10^4, 10^5, 10^6, 10^7$ и 10^8 В/см примерно отвечают расстояниям между соседними нескомпенсированными зарядами на плоскости $a \approx 10, 3, 1, 0.3$ и 0.1 нм соответственно.

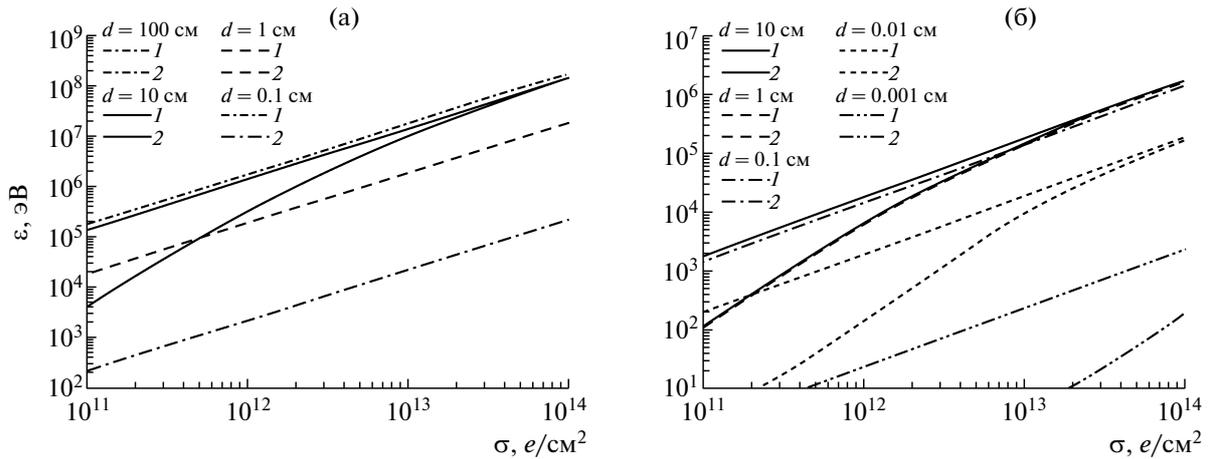


Рис. 4. Зависимость энергии ϵ_e от поверхностной плотности заряда σ в азоте, вычисленная для заряженной поверхности в форме круга различного диаметра ($d = 0.1\text{--}100$ см) при расстояниях от поверхности $x = 1$ см (а) и $x = 0.01$ см (б): 1 – точный расчет (5), 2 – линейная зависимость (7).

ПОВЕРХНОСТЬ ОГРАНИЧЕННОГО РАЗМЕРА

Приведенные выше результаты расчетов относятся к поверхности раскола кристалла достаточно большой площади. Как уже указывалось выше, соотношения (1) и (3) выполняются при условии $x \ll d$, где d – характерный поперечный размер рассматриваемой поверхности раскола. На больших расстояниях от поверхности $x \geq d$ напряженность поля падает по мере увеличения расстояния x . Отсюда следует, что потенциал заряженной поверхности относительно окружающей среды ограничен значением $U_{\max} < Ed \sim 4\pi\sigma d$, которое также является верхним пределом для энергии электрона. Эти качественные соображения подтверждаются результатами модельных расчетов зависимости энергии электронов, эмитируемых заряженной поверхностью ограниченного размера, от поверхностной плотности заряда σ . Поверхность моделировалась кругом диаметром d . В этом случае зависимость напряженности электрического поля вдоль оси симметрии системы от расстояния x до поверхности дается выражением

$$E_D(x, \sigma) = 4\pi\sigma x \left(\frac{1}{x} - \frac{1}{\sqrt{(d/2)^2 + x^2}} \right), \quad (8)$$

которое переходит в очевидные зависимости ($E = q/x^2$, где q – полный заряд поверхности) и (1) в предельных случаях $x \gg d$ and $x \ll d$ соответственно. Результаты расчетов зависимости энергии электронов в азоте атмосферного давления от поверхностной плотности заряда σ , выполненных для различных размеров поверхности d и различных расстояний до поверхности x , представлены на рис. 4а и 4б. Как видно, даже для поверхностей раскола ионного кристалла сравнительно небольших размеров эмитируемые электроны

могут ускоряться в газе атмосферного давления до значительных энергий (больше или порядка десятков кэВ). Еще более высокие энергии электронов достижимы в условиях вакуума (серия зависимостей (2) на рисунке).

Сравнение результатов расчетов, выполненных для заряженной плоскости конечного размера с измеренным значением максимальной энергии рентгеновских квантов, наблюдаемых при расколе ионного кристалла ($\hbar\omega \sim 200\text{--}500$ кэВ) позволяет получить представление о характерном поперечном размере заряженной поверхности, реализуемой в цитированных экспериментах. Предполагая, что поверхностная плотность заряда соответствует максимально достижимому значению $\sigma \sim 10^{14} |e|/\text{см}^2$ и используя результаты представленного выше качественного анализа получаем оценку $d \sim e\hbar\omega/(4\pi\sigma|e|) \sim 0.3$ мм. Очевидно, повышение площади заряженной поверхности в результате повышения структурного совершенства кристалла может привести к наблюдению еще более коротковолнового рентгеновского излучения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, рассмотрение простой модели показывает, что поверхности, образующиеся в результате расщепления ионного кристалла, могут быть заряжены до значений, при которых напряженность электрического поля достигает порядка 10^8 В/см. Энергия электронов, эмитируемых такой поверхностью по механизму автоэлектронной эмиссии, даже в газе атмосферного давления достигает релятивистских значений, что объясняет рентгеновское излучение, наблюдаемое при расщеплении слюды [1] и при разматывании лип-

кой ленты [10]. Хотя механизм образования заряда на поверхности липкой ленты, имеющий более сложную химическую природу [9], отличается от механизма зарядки поверхности ионного кристалла при его расколе, оба явления приводят к образованию высоких электрических полей и быстрых электронов, что сопровождается вспышками оптического и рентгеновского излучения. Важно отметить, что, как следует из результатов представленных расчетов, при высоких полях $E \sim 10^8$ В/см электроны в газе атмосферного давления ускоряются до релятивистских энергий, практически не испытывая столкновений с газовыми частицами.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Obreimoff J.W.* // Proc. R. Soc. A. 1930. V. 127. P. 290.
2. *Harvey N.E.* // Sci. 1939. V. 89. P. 460.
3. *Карасев В.В., Кротова Н.А., Дерягин Б.В.* // Докл. АН СССР. 1953. Т. 88. С. 777.
4. *Harper W.R.* Contact and Frictional Electrification. 2nd ed. Morgan Hill: Laplacian Press, 1998.
5. *Dickinson J.T., Scudiero L., Yasuda K. et al.* // Tribology Lett. 1997. V. 3. P. 53.
6. Electrets / Ed. by G.M. Sessler, R. Gerhard-Multhaupt / 3rd ed. Morgan Hill: Laplacian Press, 1998.
7. *Клюев В.А., Топоров Ю.П., Алиев А.Д. и др.* // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 3. С. 186.
8. *Берков В.И., Липсон А.Г., Клюев В.А. и др.* // Докл. АН СССР. 1987. Т. 294. С. 80.
9. *McCarty L., Whitesides G.M.* // Angew. Chem. Int. Ed. 2008. V. 47. P. 2188.
10. *Camara C.G., Escobar J.V., Hird J.R., Putterman S.J.* // Nature. 2008. V. 455. P. 1089.
11. *Naranjo B., Gimzewski J.K., Putterman S.* // Nature. 2005. V. 434. P. 1115.
12. *Бардзокас Д.И., Зобнин А.И., Сеник Н.А., Фильштинский М.Л.* Математическое моделирование в задачах механики связанных полей. Введение в теорию термопьезоэлектричества. М.: КомКнига, 2005.
13. *Шарапов В.* Пьезоэлектрические датчики. М.: Техносфера, 2006.
14. *Никеров В.А.* Применения частиц и излучений высокой энергии. М.: Высшая школа. 1988.
15. *Nikerov V.A., Sholin G.V.* Fast Particle Degradation Diffusion Cascade. Suppl. Phys. Rev. Harwood Academic Publishers. 2000.
16. *Тамм И.Е.* Основы теории электричества. Гл. 1. М.: ФМ, 1989.
17. *Бабич Л.П., Лойко Т.В., Цукерман В.А.* // УФН. 1990. Т. 160. Вып. 7. С. 49.
18. *Itikawa Y., Hayashi M., Ichimura A. et al.* // J. Phys. Chem. Ref. Data. 1986. V. 15. P. 985.