

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ СВЯЗИ ЭЛЕКТРОНА В ОТРИЦАТЕЛЬНОМ ИОНЕ He^- ПУТЕМ ОТРЫВА ЭЛЕКТРОНА ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ

В.А.Опарин, Р.Н.Ильин, Н.Т.Серенков,
Е.С.Соловьев, Н.В.Федоренко

Образование ионов He^- в процессе захвата двух электронов ионом He^+ впервые наблюдалось в 1956 году Дукельским, Афросимовым и Федоренко [1]. Однако, до сих пор свойства этого иона, и прежде всего энергия связи электрона в нем, изучены мало.

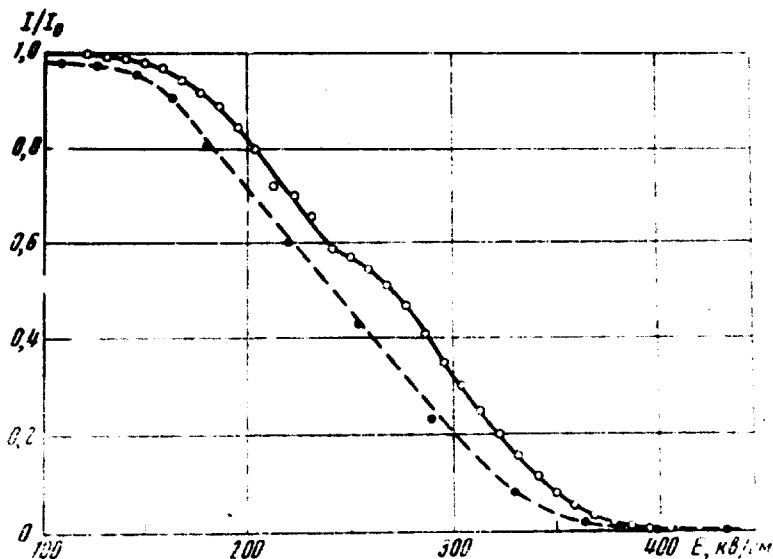


Рис. 1. Распад отрицательного иона He^- в электрическом поле: сплошная линия — результаты настоящей работы, пунктир-данные из работы [5]

Известно несколько автоионизационных состояний иона He^- , из которых большим временем жизни обладает только состояние $(1s\ 2s\ 2p)^4P_1^0$ [2]. Экспериментально время жизни τ для иона He^- было определено в работе [3]: $\tau = 11$ нсек ($J = 3/2 ; 1/2$) и $\tau = 345$ нсек ($J = 5/2$). Величину энергии связи электрона ϵ можно найти путем разрушения иона He^- электрическим полем [4]. Такие измерения были проведены Ривьерой и Свитмэнном [5]. Они получили зависимость среднего времени распада иона He^- от напряженности электрического поля. Смирнов и Чибисов [6] на основании этих данных нашли $\epsilon = (0,06 \pm 0,05)$ эв. Н

работе [7] была получена несколько другая экспериментальная величина $\epsilon = (0,080 \pm 0,002) \text{ эв}$. Теоретический расчет для величины ϵ был выполнен Холиеном и Гелтманом [8], которые нашли, что эта величина больше $0,033 \text{ эв}$ и вероятнее всего лежит в пределах $0,069 < \epsilon < 0,1 \text{ эв}$. В связи с этим в настоящей работе подробно исследовалось разрушение иона He^- электрическим полем.

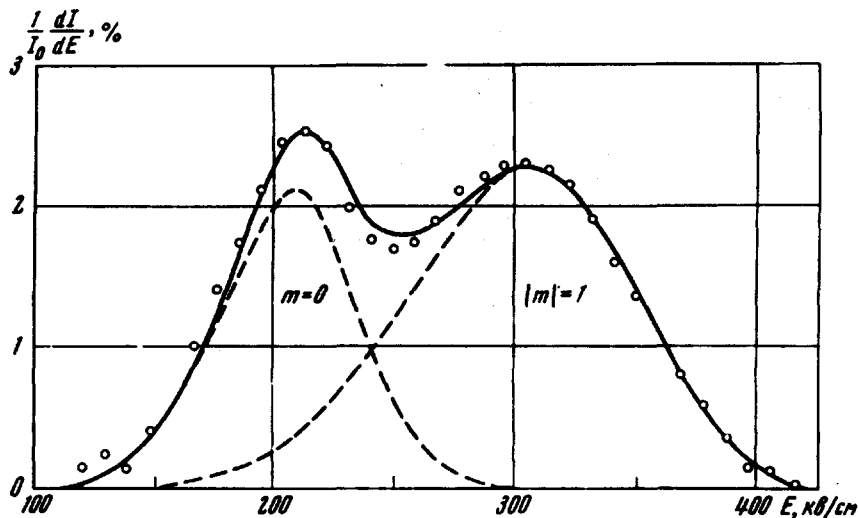


Рис. 2. Электрический спектр отрицательного иона $\text{He}^- [(1/I_0)(dI/dE) = f(E)]$. Круги — эксперимент. Пунктир — вычисленные контуры штарковских состояний с проекцией орбитального момента $m = 0$ и $|m| = 1$. Сплошная линия — их сумма

В работе использовалась установка, описанная ранее [9, 10]. Пучок ионов He^- получался путем перезарядки ионов He^+ с энергией 130 кэв в камере, наполненной воздухом, и пропускался через область с сильным электрическим полем E до 400 кв/см . Измерялось отношение тока I пучка ионов He^- , прошедшего поле E , к току на входе в область поля I_0 . Это отношение дает среднюю вероятность распада в секунду W иона He^- в поле E

$$I/I_0 = e^{-Wt_{\text{прол}}} \quad (1)$$

где $t_{\text{прол}} = 1,44 \cdot 10^{-10} \text{ сек}$ — время пролета иона через область с полем ¹⁾.

Измеренная на опыте зависимость $I/I_0 = f(E)$ приведена на рис.1.

¹⁾ Полное время пролета ионов He^- от места их образования до места регистрации составляло $\sim 1 \text{ мксек}$, что много меньше τ .

На этом же рисунке дана аналогичная кривая из работы [5]. Различие кривых обусловлено разным временем пролета области поля. Однако средняя вероятность распада W , определенная из (1), находится в хорошем согласии с данными [5].

Подробное снятие зависимости $(I/I_0)(E)$ позволило нам обнаружить нерегулярность $(I/I_0)(E)$ в области $E = (230 + 270) \text{ кВ/см}$. Чтобы исследовать эту особенность на кривой $(I/I_0)(E)$, мы измерили дифференциальную зависимость $(I/I_0)(dI/dE) = f(E)$, представляющую своего рода "электрический спектр" иона He^- (рис.2). Этот спектр снимался с помощью той же методики, которая использовалась нами для исследования высоковозбужденных атомов He [10]. Разброс точек на кривой (рис.2) не превышает 5%. Видно, что в электрическом спектре иона He^- хорошо разрешаются два максимума. Эти два максимума должны отвечать двум каким-то состояниям иона He^- .

Маловероятно, чтобы максимумы были обусловлены компонентами тонкой структуры состояния $4P^0 (J = 5/2; 3/2; 1/2)$, так как величина тонкого расщепления мала (оценка в работе [3] дает около 10^{-5} эВ).

Можно предположить, что пучок ионов He^- , входящий в поле, состоит из двух состояний, различающихся электронной конфигурацией. Холиен и Гелтман [8] показали, что кроме состояния $(1s 2s 2p) 4P^0$ иона He^- возможно другое связанное метастабильное (по отношению к автоионизации) состояние $(1s 2p 2p) 4P$, которое должно иметь энергию связи $\epsilon \geq 0,2 \text{ эВ}$. Однако это состояние имеет малое время жизни (из [8] $\tau = 10^{-8} + 10^{-7} \text{ сек}$).

Поэтому максимумы в электрическом спектре мы приписали двум штарковским состояниям иона $\text{He}^- (1s 2s 2p 4P^0)$. Если считать, что при полях $E \leq 400 \text{ кВ/см}$ имеет место преимущественно квадратичный эффект Штарка (как и для всех неводородных атомов), то в поле должно происходить расщепление по m (проекции орбитального момента слабо-связанного электрона на направление поля). Из работы [6] следует, что вероятности распада иона He^- с $m = 0$ и $|m| = 1$ должны различаться:

$$W = \frac{3}{4} A^2 \frac{E}{\gamma^2} e^{-\frac{2\gamma^3}{3E}} \quad \text{для } m = 0,$$

$$W = \frac{3}{4} A^2 \frac{E^2}{\gamma^5} e^{-\frac{2\gamma^3}{3E}} \quad \text{для } |m| = 1, \tag{2}$$

где $\gamma^2/2 = -\epsilon$, $A \approx 0,1$ — константа, определяющая поведение электрона внутри атома (формулы приведены в атомных единицах).

Вычисленные в таком предположении из электрического спектра вероятности распада приведены на рис.3.

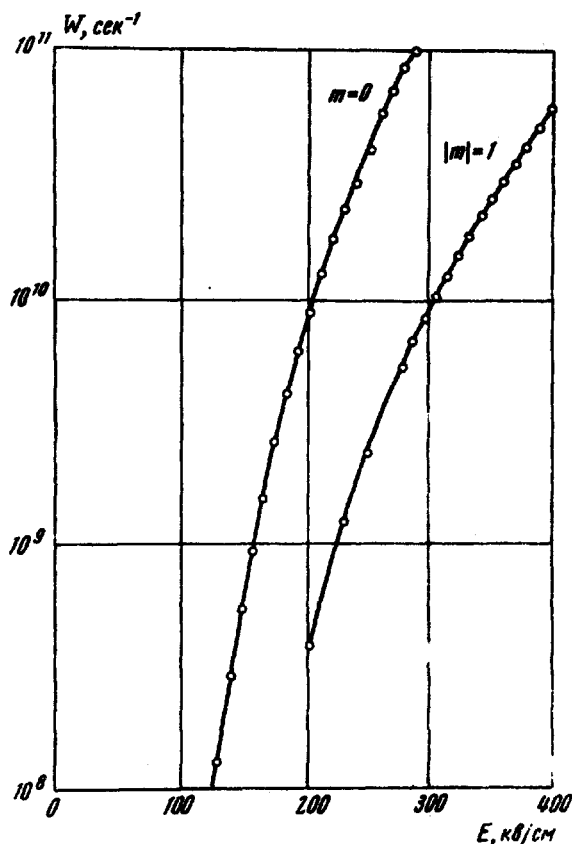


Рис. 3. Вероятность распада штарковских состояний иона He^- с $m = 0$ и $|m| = 1$ в электрическом поле

Обработка электрического спектра в предположении наличия двух штарковских состояний иона He^- дала очень близкие значения энергии связи $0,075$ и $0,077$ эв. Рассчитанные доли штарковских состояний $0,35$ ($m = 0$) и $0,65$ ($|m| = 1$) соответствуют их статистическому заселению.

Таким образом, по нашим данным среднее значение энергии связи электрона в ионе He^- в состоянии $(1s\ 2s\ 2p^4\ P^0)$ составляет $0,076 \pm$

0,002 эв. Этот результат находится в хорошем согласии с работой [7], в которой для разрушения ионов He^+ использовался пучок лазера.

На рис.2 приведены также рассчитанные контуры отдельных штарковских состояний и дана их суммарная кривая, которая неплохо описывает полученный экспериментальный спектр. Рассчитанные кривые были получены на основании формул (2) с использованием $\epsilon = 0,076$ эв и статистического заселения состояний.

Авторы выражают свою благодарность Ю.Н.Демкову, Г.Ф.Друкареву, Б.М.Смирнову и О.Б.Фирсову, проявившим интерес к работе и принявшим участие в обсуждении полученных результатов.

Физико-технический институт
им.А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
27 июля 1970 г.

Литература

- [1] В.М.Дукельский, В.В.Афросимов, Н.В.Федоренко. ЖЭТФ, 30, 792, 1956.
- [2] Б.М.Смирнов. Атомные столкновения и элементарные процессы в плазме, 1968 г., М., Атомиздат.
- [3] L.M.Blan, R.Novick, D.Weinflash. Phys. Rev. Lett., 24, 1258, 1970.
- [4] Ю.Н.Демков, Г.Ф.Друкарев. ЖЭТФ, 47, 918, 1964.
- [5] A.C.Riviere, D.R.Sweetman. Phys. Rev. Lett., 5, 560, 1960; Proc. V Conf. on Ionization Phenomena in Gases (Munich 1961), 1962, Amsterdam, v.2, p. 1236.
- [6] Б.М.Смирнов, М.И.Чибисов. ЖЭТФ, 49, 841, 1965.
- [7] B.Brehm, M.A.Gusinow, J.L.Hall. Phys. Rev. Lett., 19, 739, 1967.
- [8] E.Holffien, S.Geltman. Phys. Rev. Lett., 153, 81, 1967.
- [9] Р.Н.Ильин, Б.И.Никиани, В.А.Опарин, Е.С.Соловьев, Н.В.Федоренко. ЖЭТФ, 47, 1235, 1964.
- [10] Е.С.Соловьев, Р.Н.Ильин, В.А.Опарин, И.Т.Серенков, Н.В.Федоренко. Письма в ЖЭТФ, 10, 300, 1969; Р.Н.Ильин, В.А.Опарин, И.Т.Серенков, Е.С.Соловьев, Н.В.Федоренко. ЖЭТФ, 59, 1970, 103, 1970.