ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

Տեխնիկական գիտություններ, հատոր XXVII, № 1, 1974 Серия технических наук

ЭЛЕКТРОТЕХНИКА

М. А. КАРАПЕТЯН

ЗАРЯДКА ЧАСТИЦ ИОНАМИ ГАЗА ПРИ УЧЕТЕ ПЕРЕХОДНОГО ХАРАКТЕРА УСТАНОВЛЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

Электрическое поле в неоднородной среде устанавливается не мгновенно, а после переходного процесса, длительность которого определяется формой и концентрацией инородных включений, диэлектрическими проницаемостями и удельными электропроводностями веществ компонентов [1÷4]. Переходный характер установления электрического поля в системе воздух-частицы безусловно сказывается на величину зарядов последних, если длительность зарядки T частиц материала ионами газа ($T=0{,}01 \div 1$ *сек*) соизмеримо с постоянной времени τ переходного процесса.

В известной теории зарядки частиц ионами воздуха, разработанной Потенье и Балабановым [5], переходный характер установления электрического поля в окрестностях заряжаемой частицы не учтен.

Кинетику зарядки сферических частиц (радиусом $a \geqslant 2 \cdot 10^{-6}$ *м*, когда диффузионной зарядкой можно пренебречь) ионами газа, при учете переходного характера установления электрического поля в системе воздух-частицы, можно рассчитать по уравнению

$$\frac{\partial^2 q}{\partial s \partial t} = k(\rho_0 e - \nu q)\left[E_{zr}(t) - q/4\pi\varepsilon_0 a^2\right], \qquad (1)$$

где e—заряд иона; k—его подвижность; ρ_0—начальная плотность ионов; ν—плотность заряжаемых частиц; s—поверхность частицы; $q/4\pi\varepsilon_0 a^2$—напряженность собственного электрического поля частицы, обусловленного осажденным на ней, в данный момент, зарядом q; E_{zr}—нормальная составляющая напряженности электрического поля в воздухе, на границе с частицей, обусловленного внешним полем (с напряженностью E_0) и полем поляризованных частиц.

Для лучшего понимания сущности (1) добавим, что $\rho_0 e$—начальный заряд ионов в единице объема воздуха. Со временем этот заряд уменьшается, так как часть его—νq осаждается на частицах. В квадратных скобках написана напряженность результирующего электрического поля в воздухе на границе с частицей, обуславливающего дрейф ионов к поверхности частицы.

Таким образом, правая часть (1) является потоком ионов ради-

ального направления, отнесенным к единице поверхности сферической частицы.

Согласно [2]

$$E_{2r}(t) = |1 + (2+f)|(m_1 - n_1)e^{-t/\tau_1} + n_1| \cdot E_0 \cos\varphi = E_p(t)\cos\varphi, \qquad (2)$$

где

$$\tau_1 = \frac{\varepsilon_1 + 2\varepsilon_2 - (\varepsilon_1 - \varepsilon_2) f}{\gamma_1 + 2\gamma_2 - (\gamma_1 - \gamma_2) f}; \qquad (3)$$

$$m_1 = \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + 2\varepsilon_2 - (\varepsilon_1 - \varepsilon_2) f}; \qquad n_1 = \frac{\gamma_1 - \gamma_2}{\gamma_1 + 2\gamma_2 - (\gamma_1 - \gamma_2) f};$$

ε_1, ε_2 и γ_1, γ_2 — абсолютные диэлектрические проницаемости и удельные электропроводности материала частиц и воздуха соответственно; f — объемная концентрация частиц.

Во многих электротехнологических процессах объемная концентрация заряжаемых частиц f настолько мала ($f < 10^{-1}$), что взаимным влиянием полей поляризованных частиц можно пренебречь. В этих случаях в выражениях (2) и (3) следует подставлять $f = 0$.

Интегрирование (1) по параметру s можно осуществить методом Потенье, примененным также в [5].

Механизм зарядки сферических частиц ионами газа представляется следующим образом. Под действием положительного поля (положительным будем считать направление внешнего поля с напряженностью E_0) с напряженностью

$$E_p = E_p(t)\cos\varphi - \frac{q(t)}{4\pi\varepsilon_0 a^2} > 0 \qquad (4)$$

ионы газа переносятся на поверхность частицы. Однако, с ростом заряда q область поверхности частицы, соответствующей телесному углу 2φ (рис. 1), где $E_p > 0$, уменьшается. Процесс зарядки частицы заканчивается, когда E_p становится равной нулю на всей поверхности частицы. При этом $\varphi = 0$, а заряд частицы, согласно (4),

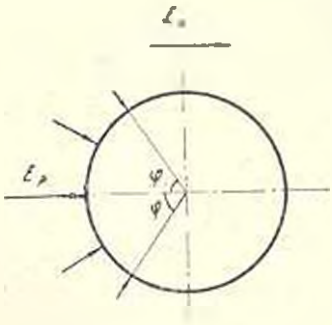

Рис. 1. К кинетике зарядки сферических частиц

$$q(T) = 4\pi\varepsilon_0 a^2 E_p(T). \qquad (5)$$

Длительность зарядки частиц T может быть как больше, так и меньше τ_1. Если

$$T \gg \tau_1, \qquad (6)$$

то предельным для $q(t)$ является заряд

$$Q_m(\infty) = 4\pi\varepsilon_0 a^2 |1 + (2+f)n_1| E_0. \qquad (7)$$

В случае

$$T < 5\tau_1 \qquad (8)$$

предельным для $q(t)$ является заряд

$$Q_m(t) = 4\pi\varepsilon_0 a^2 E_2(t), \tag{9}$$

где $t = T$. $Q_m(t)$ можно называть текущим значением предельного заряда частицы.

Условие (6) всегда, независимо от величины T, имеет место для проводящих частиц. Для одиночной ($f=0$) проводящей частицы ($\gamma_1 \gg \gamma_2$) из (7) получаем

$$Q_m(\infty) = 12\pi\varepsilon_0 a^2 E_0, \tag{10}$$

что совпадает с соответствующей формулой Потенье.

Условие $T \ll \tau_1$ имеет место для частиц с удельной электропроводностью $\gamma_1 < 10^{-12}$ *См/м*. В этом случае из (9) получаем выражение

$$Q_m(T) \approx Q_m(0) = 4\pi\varepsilon_0 a^2 [1 + (2 + f)m_1] E_0, \tag{11}$$

которое при $f=0$ совпадает с формулой Потенье для предельного заряда диэлектрических частиц.

Таким образом, формулы Потанье для предельных зарядов проводящих и диэлектрических частиц могут быть получены из (9) при условиях $T \gg \tau_1$ и $T \ll \tau_1$, соответственно.

Пусть в некоторый момент времени $t < T$ граница заряжаемой поверхности на сферической частице определяется углом φ_0. Косинус этого угла, определенный из (4) (при $E_p = 0$), с учетом (9) равен

$$\cos\varphi_0 = \frac{q(t)}{Q_m(t)}. \tag{12}$$

Заменив в (1) параметр x на φ, пользуясь выражением поверхности элементарного кольца на сфере

$$ds = 2\pi a^2 \sin\varphi d\varphi \tag{13}$$

и интегрируя (1) по φ в пределах от 0 до φ_0, получим:

$$\frac{dq}{dt} = 2\pi a^2 k \left(n_0 e - \nu q \right) \left| \frac{E_2(t)}{2} \left(1 - \cos^2\varphi_0 \right) - \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 a^2} \left(1 - \cos\varphi_0 \right) \right|. \tag{14}$$

С учетом (9) и (12) уравнение (14) преобразуется к виду

$$\frac{dq}{dt} = \pi a^2 n_0 e k E_2(t) - \left| \frac{n_0 e k}{2\varepsilon_0} + \pi a^2 k \nu E_2(t) \right| q + \left| \frac{\nu k}{2\varepsilon_0} + \frac{n_0 e k}{16\pi\varepsilon_0^2 a^2 E_2(t)} \right| q^2 - \frac{\nu k}{16\pi\varepsilon_0^2 a^2 E_2(t)} q^3. \tag{15}$$

Уравнение (15) решено на ЭВМ для интервала времени $0 < t \leqslant 0{,}1$ *с*. Кривые зависимости $q(t)$ (рис. 2) получены для следующих числовых значений параметров: $n_0 = 10^{11}$ *1/м³*; $f = 10^{-1}$; $k = 2 \cdot 10^{-1} \frac{м/с}{В/м}$; $a = 5 \cdot 10^{-4}$ *м*; $E_0 = 10^6$ *В/м*; $\varepsilon_1 = 5\varepsilon_0$; $\varepsilon_2 = \varepsilon_0$; $\gamma_2 = 10^{-14}$ *См/м*. Величина удельной электропроводности вещества заряжаемой частицы γ_1 варьировалась в

пределах от 0 до ∞ (по точкам: 0; 10^{-13} *См/м*; 10^{-11} *См/м*; 10^{-9} *См/м*; 10^{-7} *См/м* и ∞).

На рис. 3 приведены результаты расчета $q(t)$ для частного случая $\nu=0$ ($f=0$), при котором уравнение (15) значительно упрощается. Как и предполагалось, крайние кривые рис. 3 (при $\gamma_1=0$ и $\gamma_1=\infty$, т. е. при $T\ll\tau_1$ и $T\gg\tau_1$ соответственно) совпадают с зависимостями $q(t)$, полученными по кинетике Потенье для диэлектрических и проводящих частиц.

Рассмотрение кривых рис. 2 и 3 приводит к выводу, что кинетика зарядки частиц в поле с объемным зарядом, разработанная Потенье и Балабановым [5], верна при $\gamma_1>10^{-7}$ *См/м* и $\gamma_1\leqslant10^{-13}$ *См/м*.

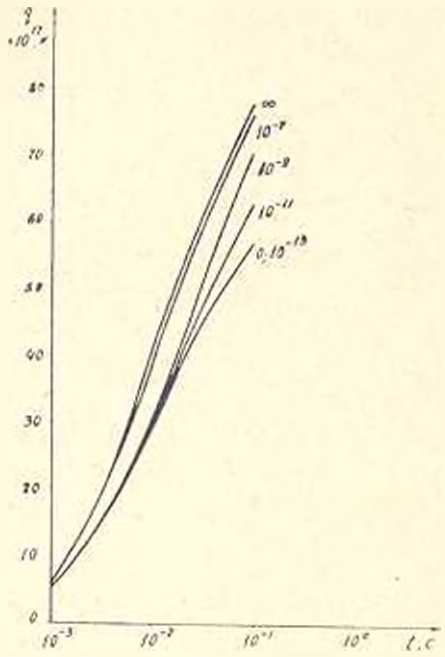

Рис. 2. Кинетика зарядки частиц в интервале времени $0<t<0{,}1$ *с*

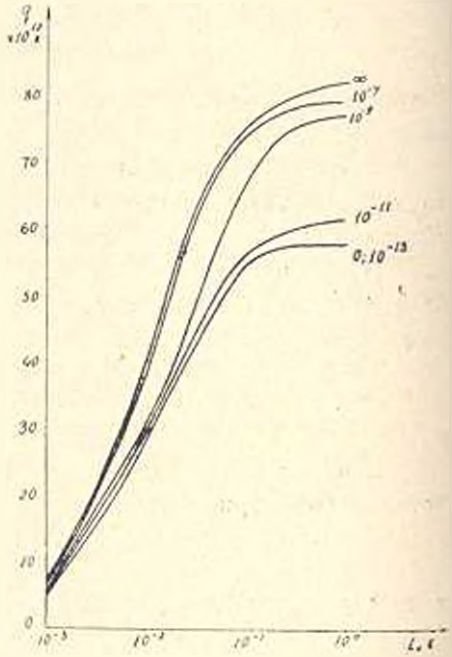

Рис. 3. Кинетика зарядки частиц в интервале времени $0<t<1c$ при $f=0$ ($\nu=0$)

В случаях 10^{-8} *См/м* $\gamma_1>10^{-12}$ *См/м* кинетика зарядки сферических частиц определяется уравнением (15) (или его частным случаем при $\nu=0$), которое учитывает переходный характер установления электрического поля. Погрешность расчета $q(t)$ частицы с удельной электропроводностью $\gamma_1=10^{-10}$ *См/м* по одной из формул Потенье может достигать 50 %.

Для учета влияния поверхностной проводимости частицы на кинетику ее зарядки необходимо в (15) в качестве переходной функции напряженности электрического поля в воздухе у полюса сферы $E_2(t)$ подставить выражение [6]

$$E_2(t)=|1+(2+f)|(m_2-n_2)e^{-t/\tau_2}+n_2|\,|E_0, \qquad (16)$$

где

$$\tau_1 = \frac{\varepsilon_1 + 2\varepsilon_2 - (\varepsilon_1 - \varepsilon_2) f}{\gamma_1 + 2\gamma_2 - (\gamma_1 - \gamma_2) f + 2\gamma_s (1 - f)}; \qquad (17)$$

$$n_1 = \frac{\gamma_1 - \gamma_2 + 2\gamma_s}{\gamma_1 + 2\gamma_2 - (\gamma_1 - \gamma_2) f + 2\gamma_s (1 - f)}; \qquad \gamma_s = \frac{\gamma_S}{a} = \frac{\lambda \gamma_1}{a};$$

$\gamma_S = \lambda\gamma_1$ — удельная поверхностная проводимость вещества частицы; λ — коэффициент с размерностью $м$.

Поскольку $a \ll 1$, то при $\lambda > 0{,}1$ $м$ $\lambda\gamma_1/a \gg \gamma_1 > \gamma_2$. Следовательно, при $f = 0$

$$\tau_1 = \frac{\varepsilon_1 + 2\varepsilon_2}{2\frac{\lambda\gamma_1}{a}}, \quad n_1 \approx 1. \qquad (18)$$

Учет поверхностной проводимости заряжаемой частицы равносилен повышению удельной объемной проводимости частицы от величины γ_1 до $2\frac{\lambda}{a}\gamma_1$ (при условии $\gamma_S = 0$). Отсюда следует, что частица с удельной объемной электропроводностью $\gamma_1 = 10^{-13}$ $См/м$ и удельной поверхностной проводимостью $\gamma_S = \lambda\gamma_1 = 1 \cdot 10^{-13}$ $См$ при $a = 10^{-4}$ $м$ будет заряжаться в электрическом поле с объемным зарядом точно так, как заряжается частица тех же размеров при $\gamma_1 = 2 \cdot 10^{-9}$ $См/м$ и $\gamma_S = 0$.

Из вышеизложенного можно сделать вывод, что влияние поверхностной проводимости частицы на кинетику зарядки зависит от ее размеров.

Учет переходного характера установления электрического поля в системе воздух-частицы равносилен учету влияния проводимостей веществ (диэлектрических, полупроводящих) на кинетику зарядки этих частиц. При поляризации частицы с проводимостью отличной от нуля на ее поверхности накапливаются не только связанные, но и свободные заряды. Представляет значительный интерес определить связь между величинами поляризованного свободного заряда $q_{св}|_{t=\infty}$ на сферической поверхности частицы в однородном электрическом поле напряженности E_0 и предельного заряда частицы Q_m в поле той же напряженности при наличии объемных зарядов.

Свободный поляризованный заряд на полусферической поверхности частицы в установившемся режиме будет:

$$q_{св}(\infty) = \pi a^2 \sigma_0(\infty), \qquad (19)$$

где $\sigma_0(\infty)$ — максимальная плотность этих зарядов на полюсе частицы,

$$\sigma_0(\infty) = \varepsilon_2 E_2(\infty) = \varepsilon_1 E_1(\infty). \qquad (20)$$

Пользуясь выражениями $E_1(t)$, $E_2(t)$ из [2] и формулами (19) и (20), в частном случае одиночной частицы ($f = 0$), для свободного поляризованного заряда получим:

$$q_{св}(\infty)=3\pi\varepsilon_0 a^2\frac{K-\gamma_1}{K+2}E_0, \tag{22}$$

где $K=\gamma_1/\gamma_2$; γ_1—относительная диэлектрическая проницаемость вещества частицы.

Отношение предельного заряда Q_m по формуле (7) (при $f=0$) к $q_{св}(\infty)$ будет:

$$\gamma_i=4K/(K-\gamma_1). \tag{22}$$

При $K\gg\gamma_1$, что почти всегда имеет место, $\gamma_i=4$ и

$$Q_m\approx 4q_{св}(\infty)=4\pi a^2\sigma_0(\infty). \tag{23}$$

Из (23) можно сделать вывод, что равномерная плотность зарядов на сферической поверхности частицы при ее зарядке в поле коронного разряда равняется (при условии $K\gg\gamma_1$) максимальной плотности свободного поляризованного заряда частицы, расположенной в электрическом поле той же напряженности, но без объемных зарядов.

Поскольку удельная электропроводность воздуха $\gamma_2=10^{-14}\div 10^{-15}$ *См/м*, то для всех частиц с удельной электропроводностью $\gamma_1>10^{-12}\div 10^{-13}$ *См/м* условие (23) соблюдается с высокой точностью.

Рассмотрение работы [7] приводит к выводу, что соотношение (23) верно и для эллипсоидальных частиц, если одна из осей (например, $2a$) трехосного эллипсоида направлена по внешнему полю. Здесь $\sigma_0(\infty)$ является плотностью свободных зарядов на вершине эллипсоида по оси $2a$.

Пользуясь выражениями $E_1(t)$, $E_2(t)$ работы [3] и формулами (20) и (23), находим, что предельный заряд ориентированной эллипсоидальной частицы

$$Q_m=4\pi bc[\varepsilon_2+(\varepsilon_1-\varepsilon_2)+(\gamma_1-\gamma_2)\tau]E_0, \tag{24}$$

где

$$\tau=\frac{\varepsilon_2+(\varepsilon_1-\varepsilon_2)(1-f)N_a}{\gamma_2+(\gamma_1-\gamma_2)(1-f)N_a}; \tag{25}$$

N_a—коэффициент деполяризации эллипсоида (с полюсами a, b, c) вдоль оси $2a$; $\varepsilon_2=\varepsilon_0$.

В случае одиночной проводящей ($\gamma_1\to\infty$) частицы

$$Q_m=4\pi\varepsilon_0 bc\frac{E_0}{N_a}, \tag{26}$$

что совпадает с Q_{ma} работы [7].

После несложного преобразования, выражение (24) запишется в виде:

$$Q_m=4\pi\varepsilon_0 bc\frac{K-\gamma_1}{1+(K-1)(1-f)N_a}E_0. \tag{27}$$

При $K \gg \chi_1$ и $f = 0$

$$Q_m \approx 4\pi\varepsilon_0 bc \frac{K}{1 + KN_a} E_0. \tag{28}$$

Для сильно вытянутых диэлектрических частиц (текстильные волокна в сухом воздухе) $KN_a \ll 1$. Тогда

$$Q_m = 4\pi\varepsilon_0 bcKE_0. \tag{29}$$

В случае сплюснутой эллипсоидальной частицы с заметной проводимостью ($KN_a \gg 1$)

$$Q_m = 4\pi\varepsilon_0 bc \frac{E_0}{N_a}. \tag{30}$$

Сравнивая (26), (29) и (30), можно сделать вывод, что частицы в форме сплюснутого эллипсоида с проводимостью, превышающей проводимость воздуха на 3—4 порядка ($K = 10^3 - 10^4$), в электрическом поле с объемным зарядом заряжаются как проводники. Для сохранения этой же закономерности в случае вытянутых эллипсоидов величина K должна сильно расти.

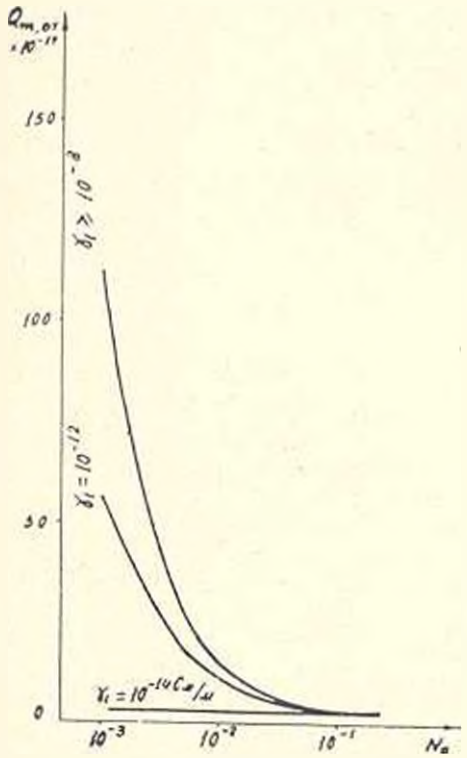

Рис. 4. Зависимость предельного (относительного) заряда эллипсоидальной частицы от удельной электропроводности χ_1 и коэффициента деполяризации вдоль полуоси a—N_a

На рис. 4 приводятся результаты расчета величины предельного относительного заряда эллипсоидальной частицы $Q_{m,\,от}=Q_m/E_0$ в зависимости от N_a и γ_1. Расчет произведен по формуле (24) при $\varepsilon_1=5\varepsilon_0$, $\varepsilon_2=\varepsilon_0$, $\gamma_2=10^{-15}$ *См/м*, $b=c=10^{-4}$ *м*. Поскольку длины двух полуосей b и c эллипсоида рассматриваются здесь постоянными, то зависимость $Q_{m,\,от}$ от N_a фактически является зависимостью предельного заряда (относительного) от длины вытянутого эллипсоида вращения.

Если при $\gamma_1=10^{-14}$ *См/м* заряд эллипсоида слабо зависит от N_a, то при $\gamma_1\geqslant 10^{-12}$ *См/м* эта зависимость очень сильная.

ЕрГПИ им. К. Маркса

Поступило 7.XII.1973.

Մ. Ա. ԿԱՐԱՊԵՏՅԱՆ

ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ԼԻՑՔԱՎՈՐՈՒՄԸ ԴԱՇՏԻ ԻՈՆՆԵՐՈՎ, ԵՐԲ ՀԱՇՎԻ Է ԱՌՆՎՈՒՄ ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ԴԱՇՏԻ ՀԱՍՏԱՏՄԱՆ ԱՆՑՈՂԻԿ ՊՐՈՑԵՍԸ

Ա մ փ ո փ ո ւ մ

Էլեկտրական դաշտը գազ-լիցքավորվող մասնիկներ սիստեմում հաստատվում է անցողիկ պրոցեսից հետո՝ երբ մասնիկի լիցքավորման ժամանակը և հաստատվող էլեկտրական դաշտի ժամանակային հաստատուններ համեմատելի մեծություններ են, ապա մասնիկի լիցքի մեծությունն անմիջապես կախված է դաշտի անցողիկ պրոցեսից։

Հոդվածում ուսումնասիրվում է սֆերիկ մասնիկի լիցքավորման կինետիկան, առաջարկվում են բանաձևեր սֆերիկ և էլիպսոիդաձև մասնիկների ամմանային լիցքի հաշվարկի համար, հաշվի առնելով դաշտի հաստատման անցողիկ պրոցեսը (կամ այլ կերպ՝ մասնիկի նյութի էլեկտրական հաղորդականությունը)։

ЛИТЕРАТУРА

1. *Джуварлы Ч. М., Вейхаузер Г. В., Штейнгрибер В. Я.* Трехосный диэлектрический эллипсоид в электрическом поле при учете проводимости. «Известия АН СССР. Энергетика и транспорт», № 1. 1969.
2. *Карапетян М. А., Арамян М. А.* Электрическое поле в дисперсион системе со сферическими включениями. «Известия АН Арм. ССР. Физика», № 6. 1971.
3. *Карапетян М. А.* Перераспределение постоянного поля в дисперсной системе с эллипсоидальными включениями. «Электричество», № 10. 1971.
4. *Карапетян М. А.* Исследование электрического поля в дисперсной системе с включениями двух типов. «Электричество», № 11. 1972.
5. *Балабанов Е. М.* Зарядка частиц в электрическом поле коронного разряда при большой запыленности газа. «Электричество», № 2. 1965.
6. *Карапетян М. А.* Электрическое поле в дисперсной системе при учете поверхностной проводимости включений. «Электронная обработка материалов», № 4. 1973.
7. *Пашин М. М.* Заряд проводящего эллипсоида, находящегося в электрическом поле с объемным зарядом. Труды Московского энергетического института, вып. 64. 1965.